Untersuchung der Paarproduktion von Charm-Teilchen am CERN-ISR: Ergebnisse des Experiments R606 mit einem Elektron-Trigger

Joachim Irion

1981

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546806_0008

Untersuchung der Paarproduktion von Charm-Teilchen am CERN-ISR: Ergebnisse des Experiments R606 mit einem Elektron-Trigger

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Joachim Irion
aus Tuttlingen

München, den 10.11.1980

1.Gutachter : Prof. Dr. A. Staude
2.Gutachter : Prof. Dr. F. Wagner

Tag der mündlichen Prüfung : 9.1.1981

DISSERTATIONS - UND FOTODRUCK FRANK GmbH
8000 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2809090

ZUSAMMENFASSUNG

In dem Experiment R606 am CERN-ISR wurde die Produktion von Charmteilchen in Koinzidenz mit Elektronen studiert. Die Messungen, durchgeführt bei $\sqrt{s}$=62 GeV, ergaben ein $\simeq 3\sigma$-Signal für die Produktion des Charm-Baryons Λ_c bei einem e^--Trigger und ein $\simeq 2\sigma$-Signal für die Produktion eines $\bar{\Lambda}_c$ bei einem e^+-Trigger. Der totale Wirkungsquerschnitt der Λ_c-Produktion wurde unter verschiedenen Modellannahmen zu

$$\sigma(\Lambda_c) = 0.8 - 5.8 \text{ mb}$$

bestimmt. Innerhalb der Fehler stimmt er mit anderen Messungen der Λ_c-Produktion am ISR überein. Im Vergleich mit theoretischen Voraussagen erscheint er jedoch hoch. Auch die aus diesem Wirkungsquerschnitt berechnete Rate an direkten Elektronen ist hoch im Vergleich mit Messungen des e/π-Verhältnisses im gleichen kinematischen Bereich.

Im gleichen Datensatz wurde eine Suche nach D-Mesonen unternommen. Positive Signale konnten nicht beobachtet werden. Die oberen Grenzen (95% CL) für die D^+-Produktion ergaben je nach Produktionsmodell Werte zwischen

$$\sigma(D^+) < 0.3 - 1.9 \text{ mb}$$

Aus der Nichtbeobachtung der D^--Produktion konnte zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt der Λ_c-Produktion eine obere Grenze für das elektronische Verzweigungsverhältnis des Λ_c von

$$B(\Lambda_c \rightarrow e...) < 12\ \%$$

gewonnen werden.

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel		Seite
1.	EINLEITUNG	1
	Warum Charm	1
	Charm in starken Wechselwirkungen	4
2.	EXPERIMENTELLER AUFBAU	10
	Die CERN-Proton-Speicherringe (ISR)	10
	Detektor	12
	LSM-Spektrometer	13
	Magnet	13
	Driftkammern	16
	Triggerzähler	20
	Cerenkov-Zähler	21
	Schauerzähler	24
	Vorwärts-Spektrometer (FA)	26
	Magnet	26
	Proportionalkammern	27
	Cerenkov-Zähler	28
	Szintillations-Zähler	29
	Luminositäts-Monitor	30
	Datenerfassungssystem	31
3.	TRIGGER UND DATENNAHME	33
4.	DATENREDUKTION	36
	Spurrekonstruktion im LSM	36
	Spurrekonstruktion im FA	37
	Daten-Produktion	38
5.	TEILCHEN-IDENTIFIKATION UND KALIBRATION	40
	Elektron-Identifikation im LSM	40
	Schnitt auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren	41
	Schnitt auf die Pulshöhe der Triggerzähler	41
	Schnitt auf die Cerenkov-Zähler	45
	Pulshöhenspektren von Paaren und Einzelelektronen	46
	Spektren des Elektron-Triggers und des Pion-Triggers	50
	Teilchenzusammensetzung im Elektron-Spektrum	50
	Separation von Elektronen und Pionen	53
	Nachweiswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Pionen	55
	Schnitt auf die Schauerzähler	55
	Testresultate	55
	Kalibration im ISR	59
	Elektron-Identifikation mit dem Schauerzähler	61
	Schnitt auf das Elektron-Band	65
	Teilchenidentifikation im FA	69
	Impulskalibration des Detektors	72
	Massenauflösung des Detektors	75
	Bestimmung des Vertex	79
6.	ANALYSE DER MASSENSPEKTREN	81
	Analyse der Charm-Baryon-Zerfalle	83
	Λ_c-Massenspektren : e⁻-Trigger	84
	Λ_c-Massenspektren : e⁺-Trigger	89
	Analyse der Charm-Meson-Zerfalle	92

Zusammenfassung der experimentellen Resultate . . 93

7. RESULTATE 96

Die möglichen Prozesse 96
Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte . 97
Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen und Hadronen 99
Berechnung der geometrischen Akzeptanz 101
Ergebnisse 109
Wirkungsquerschnitte 109
Grenzen für das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$ 111
e/π-Verhältnisse 113

8. DISKUSSION DER ERGEBNISSE 115

Das Λ_c-Signal und die Masse des Λ_c 115
Diskussion der Wirkungsquerschnitte und Vergleich mit anderen Experimenten 117
Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit theoretischen Voraussagen 125

BIBLIOGRAPHIE 127

Appendix Seite

A. BEITRÄGE ZUR MASSENAUFLÖSUNG DES DETEKTORS 130

Winkelauflösung im LSM 132
Vielfachstreuung vor dem Magneten 132
Ortsauflösung der (AB)-Kammern 133
Impulsauflösung des LSM 134
Vielfachstreuung im Magneten 134
Meßfehler der (C)-Kammer 135
Fehler der Extrapolation der (AB)-Spur . . . 136
Bestimmung der Impulsauflösung 136
Winkelauflösung des FA 138
Impulsauflösung des FA 138

B. BERECHNUNG DES PION-WIRKUNGSQUERSCHNITTS 140

LEBENSLAUF vi

DANKSAGUNG vii

VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tabelle		Seite
1.	Quantenzahlen der Quarks	3
2.	Ergebnisse der Pulshöhen-Analyse	45
3.	Teilchenkomposition im Elektron-Spektrum	53
4.	Schnitt auf den Cerenkov-Zähler	55
5.	Beiträge zur Massenauflösung	76
6.	Massenauflösung des Detektors	79
7.	Wichtigste Zerfallskanäle von Λ_c und D	82
8.	Auswertung der Massenspektren	95
9.	Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronen	100
10.	Nachweiswahrscheinlichkeit der Hadronen	100
11.	Ergebnisse der Akzeptanzrechnung	107
12.	X-Verteilung von C_2 nach dem Zerfall $M \rightarrow C_1+C_2$	108
13.	Wirkungsquerschnitte und obere Grenzen der Λ_c- und D-Produktion	110
14.	Obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$	113
15.	Materialien in LSM und FA	131

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung		Seite
1.	SU(4)-Multipletts der Mesonen und 1/2⁺-Baryonen	4
2.	Cabibbo-erlaubte Zerfalle von Charmteilchen	6
3.	Elementarprozesse der $c\bar{c}$-Paarerzeugung in der starken Wechselwirkung	8
4.	Theoretische Voraussagen der Wirkungsquerschnitte für die Charmproduktion in der starken Wechselwirkung	9
5.	Aufbau der Proton-Speicherringe	10
6.	Aufbau des Experiments	12
7.	Perspektivische Ansicht der LSM-Spule	14
8.	Frontansicht der LSM-Spule	15
9.	Feldverlauf im LSM-Magneten	15
10.	Anordnung der Driftkammern im LSM	17
11.	Schematischer Aufbau einer Driftzelle	18
12.	Feldverlauf in einer Driftzelle	19
13.	Schaltdiagramm und Timing der Auslese-Elektronik der Driftkammern	20
14.	Ansicht eines LSM-Cerenkov-Zählers	22
15.	Abschirmung der 60 DVP Röhre	23
16.	Ansicht eines Schauerzählers	25
17.	Blick in einen Schauerzähler	25
18.	Ansicht des FA-Magneten	26
19.	Proportionalkammern-System im FA	27
20.	Diagramm der Proportionalkammern Elektronik	28
21.	Ansicht der Cerenkov-Zähler des FA	29
22.	Lichtausbeute von Freon 114	30
23.	Blockdiagramm des Datenerfassungssystems	31
24.	Methode der Pulshöhen-Analyse in den Trigger-Zählern	43
25.	Pulshöhen-Spektren der Trigger-Zähler	44
26.	e^+e^- -Trigger	47
27.	Paar-Spektrum des Cerenkov-Zählers	48
28.	Einzelelektron-Spektrum und Paar-Spektrum des Cerenkovs	50
29.	Cerenkov-Spektren des Elektron- und Pion-Triggers	51
30.	Teilchenkomposition im Elektron-Spektrum	52

31. Schnitt auf den Cerenkov-Zähler 54
32. Energiekalibration des Schauerzählers 57
33. Energieauflösung des Schauerzählers 58
34. Pulshöhenabschwächung entlang des Zählers 58
35. Differenz: Treffpunkt der Spur - Position des Schauers 59
36. Fit der Pion-Pulshöhe 60
37. Energieverlust von Pionen entlang des Zählers . . . 61
38. Korrelation Impuls/Energie im Schauerzähler für Elektronkandidaten und Pionen 63
39. Impulsspektrum der Elektronkandidaten für E≅2.6 GeV 64
40. Elektronen im h2h-Trigger 66
41. Anteile an direkten Elektronen 68
42. Korrelation Impuls/Energie im Schauerzähler zusammen mit dem Schnitt auf das Elektron-Band 69
43. Korrelation zwischen Pulshöhe und Impuls des FA-Cerenkovs 70
44. K° - Spektrum im LSM 73
45. Impulskalibration mit dem K°-Zerfall 74
46. Massenauflösung des K° 78
47. Mittlerer Abstand der Spuren zum Vertex 80
48. $K^-p\pi^+$ Massenspektrum des e^--Triggers ohne Teilchenidentifikation 85
49. $K^-p\pi^+$ Massenspektrum des e^--Triggers mit Teilchenidentifikation 86
50. $K^-p\pi^+$ Massenspektrum des e^--Triggers mit Teilchenidentifikation 87
51. $K^-p\pi^+$ Massenspektren mit e^{+-} und π^--Trigger 88
52. Breite des Λ_c-Signals 89
53. $K^+\bar{p}\pi^-$-Massenspektren 91
54. $K\pi\pi$-Massenspektren 93
55. Transversalimpuls des Λ_c und des Elektrons 103
56. Effektive Masse des C_1C_2-Systems 104
57. Impulsspektrum der Elektronen im C_1-Ruhesystem . . 105
58. X-Abhängigkeit der Akzeptanzen vom LSM und FA . . 108
59. Vergleich der experimentellen X-Verteilung der Λ_c im FA mit den Modellrechnungen 111
60. Die nicht-so-invariante-Masse des Λ_c 116
61. Vergleich der Λ_c-Wirkungsquerschnitte 123
62. Vergleich der D-Wirkungsquerschnitte 124

Kapitel 1
EINLEITUNG

In den letzten Jahren wurden bemerkenswerte Fortschritte im Verständnis der fundamentalen Prozesse der Elementarteilchen erzielt. Einer der wichtigsten Erfolge war die Vereinigung der elektromagnetischen mit der schwachen Wechselwirkung. In dem oft benutzten Weinberg-Salam Modell, als Beispiel einer unter lokalen Eichtransformationen invarianten, nicht abelschen Feldtheorie [1,2,3], ist das Photon das Feldquant der elektromagnetischen Wechselwirkung und drei schwere Vektorbosonen W^+,W^- und Z° vermitteln die schwache Wechselwirkung. Daraus ergaben sich auch sehr detaillierte Voraussagen: Die Existenz von neutralen, schwachen Strömen und die Existenz eines neuen Quarks mit der zusätzlichen Quantenzahl Charm.

1.1 WARUM CHARM

Die Postulierung einer neuen Quantenzahl war nötig, als erkannt wurde, daß die geladenen schwachen Ströme der Hadronen -ausgedrückt in der von Cabibbo [4] gegebenen Form der 'alten' SU(3)-Quarks (q=(u,d,s) von Tabelle 1)-

$$h_\alpha^\pm = \bar{q}\,\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\,C^+\,q \qquad (1.1a)$$

mit
$$C^+ = \begin{pmatrix} 0 & \cos\Theta & \sin\Theta \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad (1.1b)$$

und dem Cabibbo-Winkel $\Theta \simeq 0.23$ rad

in einer Feldtheorie auch zu neutralen Strömen in der schwachen Wechselwirkung mit unerwünschten Eigenschaften führen würden:

$$h_\alpha^\circ = \bar{q}\,\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\,C^\circ\,q \qquad (1.2a)$$

wobei C° durch den Kommutator von C^+ und dem zu ihm hermitesch konjugierten C^-

$$C^\circ = [C^+,C^-] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos^2\Theta & -\cos\Theta\sin\Theta \\ 0 & -\cos\Theta\sin\Theta & -\sin^2\Theta \end{pmatrix} \qquad (1.2b)$$

gegeben ist. Aus (1.2b) ist leicht ersichtlich, daß die nicht-diagonalen Elemente zu Übergängen von d->s und s->d führen und damit auch neutrale $\Delta S=1$ Ströme erlauben. Diese wurden aber experimentell nicht beobachtet. Die bekanntesten Beispiele dieser Effekte sind der $K^\circ \to \mu^+\mu^-$ und der $K^+ \to \pi\nu\nu$ Zerfall. Es war somit deutlich, daß eine höhere Symmetrie als SU(3) für die Hadronen gebraucht wurde, um C° auf eine Diagonalform zu bringen und diese Übergänge zu unterdrücken. Die einfachste Erweiterung war die Hinzunahme eines neuen Quarks, genannt c, mit der Quantenzahl C=1 (siehe Tabelle 1) und einer Erweiterung der starken Symmetrie von SU(3) auf SU(4) [5]. Mit dieser von Glashow, Iliopoulos und Maiani vorgeschlagenen Maßnahme (GIM-Trick) [6] erweitert sich das gewöhnliche Quark-Triplett zu dem Quartett q=(c,u,d,s) und der geladene Hadronstrom nimmt die Form

$$h^+_\alpha = \bar{q}\ \gamma_\alpha(1-\gamma_5)\ C^+_a\ q \qquad (1.3a)$$

mit der 4x4-Matrix $C^+_a = \begin{pmatrix} 0 & U^+ \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$; $U^+ = \begin{pmatrix} -\sin\Theta & \cos\Theta \\ \cos\Theta & \sin\Theta \end{pmatrix}$

oder ausgeschrieben

$$h^+_\alpha = \bar{u}\ \gamma_\alpha(1-\gamma_5)\ (d\cos\Theta + s\sin\Theta) + \bar{c}\ \gamma_\alpha(1-\gamma_5)\ (-d\sin\Theta + s\cos\Theta) \qquad (1.3b)$$

an. Für die neutralen Ströme ergibt sich mit C^+_a dann die 4x4-Matrix

$$C^{\circ}{}_{a} = [C^{+}{}_{a}, C^{-}{}_{a}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (1.3c)$$

die nun diagonal ist und auch keine $\Delta S \neq 0$ Terme mehr hat. Mit dem vierten Quark ergibt sich schließlich auch eine höhere Symmetrie zwischen der leptonischen und der hadronischen Welt.[1]

$$q = \begin{vmatrix} c \\ u \\ d \\ s \end{vmatrix} \qquad l = \begin{vmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ e^- \\ \mu^- \end{vmatrix}$$

Tabelle 1
Quantenzahlen der Quarks

	I	I_3	Q	S	C		
c	0	0	2/3	0	1		SU(4)
u	1/2	1/2	2/3	0	0	SU(3)	
d	1/2	-1/2	-1/3	0	0		
s	0	0	-1/3	-1	0		

Eine direkte Folge der Erweiterung der Hadronsymmetrie zu SU(4) war die Voraussage eines neuen Spektrums von Teilchen, in denen das c-Quark mit den anderen Quarks Mesonen ($q\bar{q}$-Paare) und Baryonen (qqq-Tripletts) bilden sollte [8]. Das erwartete SU(4)-Multiplett der Mesonen und der $1/2^+$-Baryonen ist in Abb.1 abgebildet. Die alten SU(3)-Multipletts finden sich in den C=0-Ebenen wieder. Durch die Entdeckung der ψ-Teilchenfamilie [9,10,11] als gebundener $c\bar{c}$-Zustand und die Beobachtung von nacktem Charm in den Mesonen $c\bar{u} \equiv D^{\circ}$ [12], $c\bar{d} \equiv D^{+}$ [13] und mit etwas geringerer Sicherheit $c\bar{s} \equiv F^{+}$ [14] wurden die Voraussagen glänzend bestätigt. Die ersten

---

[1] Dieses Argument führte Bjorken und Glashow schon 1964 zu dem Vorschlag ein viertes Quark einzuführen [7]. Inzwischen hat sich die Zahl der Quarks und Leptonen noch erhöht.

Hinweise auf die leichtesten Baryonen wurden sogar bereits 1975 [15,16] noch vor der Entdeckung der D-Mesonen gefunden.

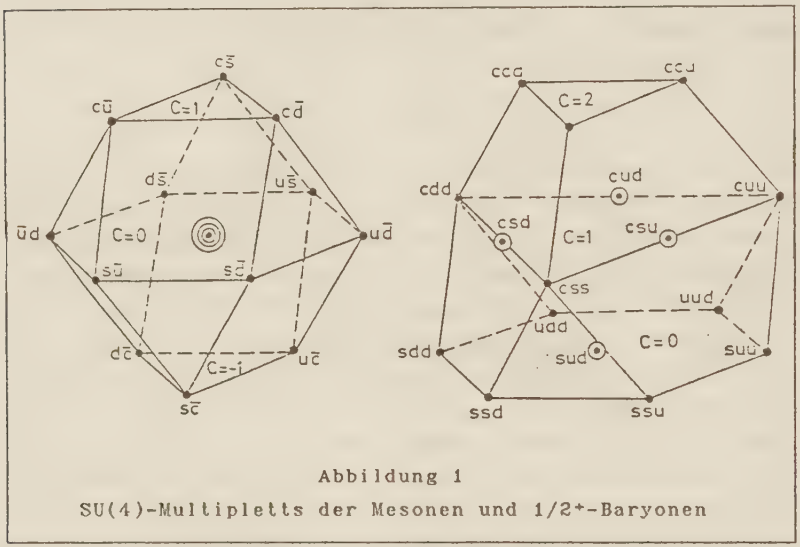


Abbildung 1
SU(4)-Multipletts der Mesonen und $1/2^+$-Baryonen

1.2 CHARM IN STARKEN WECHSELWIRKUNGEN

Ganz analog zur Seltsamkeit wird auch Charm von der starken Wechselwirkung erhalten. Die leichtesten Charmteilchen können daher nur schwach zerfallen. Wie Gleichung (1.3b) zeigt sind dabei die Übergänge

$$c \leftrightarrow s \quad \sim \cos\theta \quad (\Delta S=\Delta Q=\Delta C\ ,\ \Delta I=0) \qquad (1.4a)$$

gegenüber den Prozessen

$$c \leftrightarrow d \quad \sim \sin\theta \quad (\Delta S=0, \Delta Q=\Delta C,\ \Delta I_3=0) \qquad (1.4b)$$

um einen Faktor $\cos^2\theta/\sin^2\theta \simeq 25$ bevorzugt. Dies bewirkt, daß unter den Endprodukten des Zerfalls eines Charmteilchens zu über 90% ein seltsames Teilchen zu erwarten ist. Man spricht hier von Cabibbo-erlaubten Übergängen ($\Delta S=\Delta Q=\Delta C$) und von Cabibbo-verbotenen Übergängen ($\Delta S=0, \Delta Q=\Delta C$).[2]

[2] Bei den $\Delta C=0$-Übergängen dagegen favorisiert der Cabibbo-

Charmteilchen können auch semileptonisch zerfallen, da die W-Bosonen ja an den schwachen Leptonstrom ankoppeln. Ein Abzählen der erlaubten Zerfälle des c-Quarks zeigt, daß das Verzweigungsverhältnis in Elektronen sogar recht hoch sein sollte:

$$B(c\to e) = \frac{\Gamma(c\to e)}{\Gamma(c\to X)} = \frac{\Gamma(c\to e)}{\Gamma(c\to s + c\to\mu + c\to e)} \simeq \frac{1}{3\cdot 1+1+1} = 20\% \qquad (1.5)$$

(Der Zerfall c->s muß wegen der 'Farb'-Ladung der Quarks dreimal gezählt werden.) Detailliertere theoretische Berechnungen [17] reduzieren dann allerdings das leptonische Verzweigungsverhältnis auf ≃10%. Die Auswahlregeln für diese Zerfälle verlangen, daß nach einem semileptonischen Zerfall eines C=1 (-1)-Teilchens stets ein Elektron (Positron) im Endzustand ist. Zum besseren Verständnis der Auswahlregeln sind in Abb.2 drei Beispiele von Cabibbo-erlaubten Zerfällen in einem Quarklinienbild dargestellt.

Wegen der Charmerhaltung der starken Wechselwirkung, die nur die assoziierte Produktion von Charmteilchen erlaubt, ergeben sich noch weitere interessante Aspekte für die Signatur einer $C\bar{C}$-Produktion. Zum einen signalisieren diese direkt produzierten Elektronen eine Charmproduktion und zum anderen ist die Ladung des Elektrons des einen Charmteilchens immer mit der Ladung des Kaons aus dem Zerfall des anderen Charmteilchens korreliert (werden K^o's produziert läßt sich natürlich nichts über die Ladungen aussagen). Elektron und Kaon dürfen nur in der Kombination (e^-,K^-) bzw. (e^+,K^+) vorkommen und nicht mit verschiedenem Vorzeichen. Der erste Punkt ergab dann auch die Motivation in diesem Experiment die Charmproduktion in pp-Kollisionen mit einem Elektron-Trigger zu studieren, der die Charm-Ereignisse gegenüber der normalen Teilchenproduktion anreichern sollte.

Winkel die Prozesse, bei denen sich die Seltsamkeit nicht ändert.

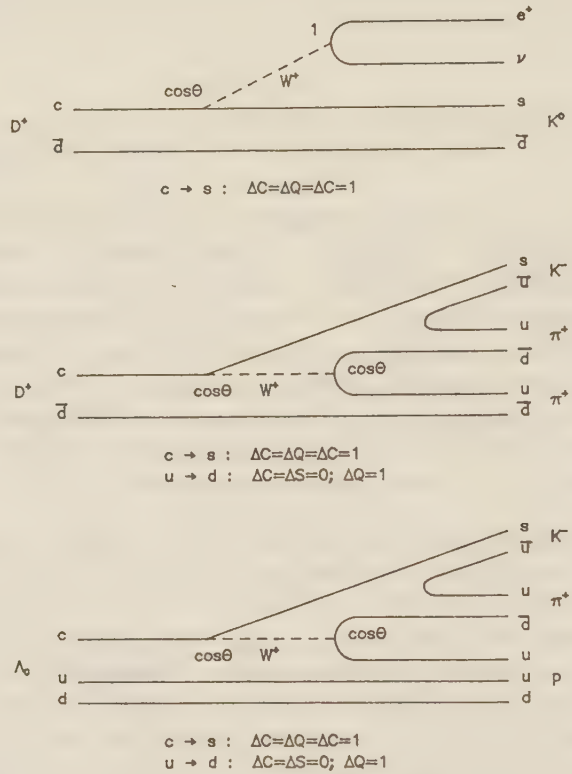


Abbildung 2

Cabibbo-erlaubte Zerfalle von Charmteilchen

Eine mögliche Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) [18,19]. Die QCD ist eine Feldtheorie, in der -analog zum Photon in der Quantenelektrodynamik- sogenannte Gluonen mit der Stärke α_s an die Quarks koppeln und so die Wechselwirkung zwischen ihnen ver-

mitteln. Ein entscheidender Unterschied im Vergleich zu dem Photon besteht allerdings darin, daß die Gluonen, die eine 'Farb'-Ladung tragen, auch selbst mit anderen Gluonen wechselwirken können. Mit den Techniken dieser Theorie sind in verschiedenen Modellen die Wirkungsquerschnitte der Charmproduktion in der starken Wechselwirkung berechnet worden. Die zur Bildung eines $c\bar{c}$-Paares in Betracht gezogenen Elementarprozesse sind meist Diagramme in der niedrigsten Ordnung der Kopplungskonstante α_s. Aber auch kompliziertere Annahmen wurden benutzt:

(1) Vernichtung eine Quark-Antiquark-Paares und Erzeugung eine $c\bar{c}$-Paares über ein virtuelles Gluon [20,21] (Abb.3a);
(2) Gluon-Gluon-Vernichtung mit anschließender $c\bar{c}$-Paarerzeugung [22] (Abb.3b).
(3) Anregung eines c-Quarks durch Gluonen [23] (Abb.3c).
(4) Eine zur Photoproduktion ähnliche Reaktion, genannt Gluo-Produktion, bei der ein Gluon des einen Protons ein virtuelles $c\bar{c}$-Paar erzeugt, das seinerseits an dem anderen Proton gestreut wird [24] (Abb.3d).
(5) diffraktive Produktion eine $c\bar{c}$-Paares [25] nach dem Diagramm von Abb.3e).

Die von den einzelnen Autoren unter den jeweiligen Annahmen berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abb.4 als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ aufgetragen. Bei ISR-Energien um $\sqrt{s} \approx 60$ GeV liegen sie im Bereich zwischen ≈ 10 und ≈ 400 μb. Die weite Streuung zeigt, wie stark die Wirkungsquerschnitte von den Annahmen der Modelle abhängig sind.

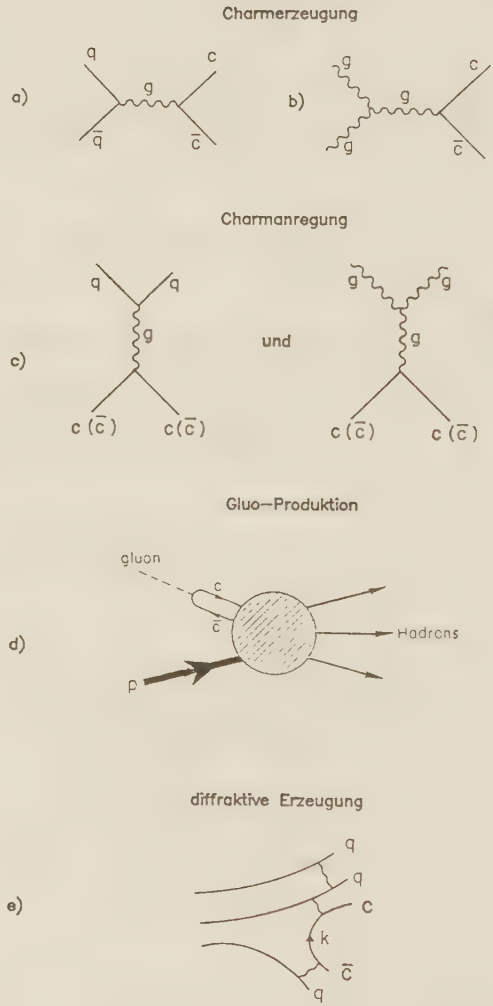


Abbildung 3

Elementarprozesse der $c\bar{c}$-Paarerzeugung in der starken Wechselwirkung

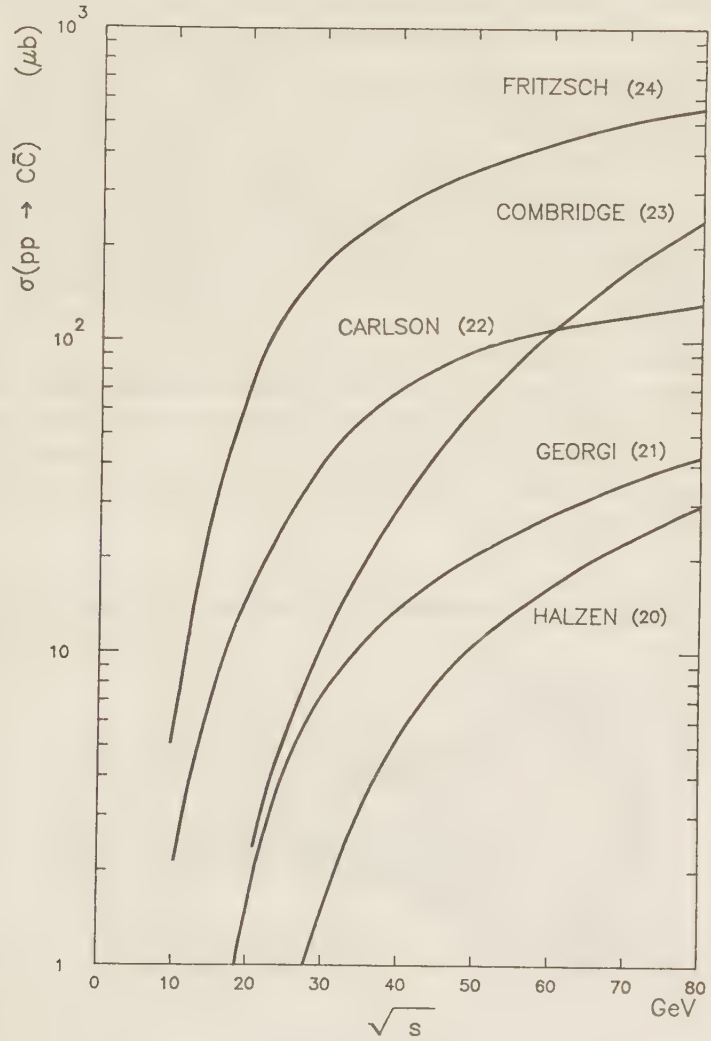


Abbildung 4

Theoretische Voraussagen der Wirkungsquerschnitte für die Charmproduktion in der starken Wechselwirkung

Kapitel 2

EXPERIMENTELLER AUFBAU

2.1 DIE CERN-PROTON-SPEICHERRINGE (ISR)

Das Experiment R 606 wurde in der Wechselwirkungszone I6 der Proton-Speicherringe (ISR) am CERN bei Genf durchgeführt [26]. Das ISR besteht aus 2 Proton-Synchrotronringen, die sich in 8 Wechselwirkungszonen kreuzen (siehe Abb.5). Beide Ringe werden vom CERN-Proton-Synchrotron (CPS) gegenläufig mit Protonen von 28 GeV gefüllt. Durch eine Nachbeschleunigung im ISR selbst ist es dann möglich, beide Strahlen auf die Maximalenergie von 31.5 GeV bei einem Strom von $\simeq$ 27 A pro Strahl zu bringen. Infolge des sehr guten Vakuums von 10^{-9} Torr in den Ringen und 10^{-11} Torr nahe den Wechselwirkungszonen können die Proton-Strahlen bis zu 72 Stunden stabil gehalten werden. Der Intensitätsverlust ist mit 1% pro Stunde äußerst gering.

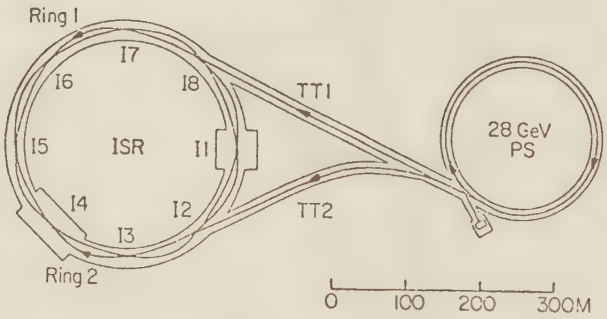


Abbildung 5

Aufbau der Proton-Speicherringe

Der große Vorteil des ISR liegt in der zur Verfügung stehenden sehr hohen Schwerpunktsenergie. Da sich die beiden Strahlen unter einem sehr kleinen Winkel (14.7°) durchdringen, entsprechen die Wechselwirkungen beinahe Frontalkollisionen. Das Laborsystem ist praktisch auch das Schwerpunktssystem und die maximale Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} \simeq 31.5 + 31.5 = 63$ GeV. Das ist die höchste heute zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie. Erst mit dem Proton-Antiproton- und dem LEP-Projekt werden höhere Schwerpunktsenergien erreicht werden können. Um die gleiche Schwerpunktsenergie beim Beschuß eines festen Targets zu erreichen, müßte man die Protonen auf 1500 GeV beschleunigen.

Die Rate einer Reaktion hängt mit ihrem Wirkungsquerschnitt über die folgende Beziehung zusammen:

$$R = \sigma \cdot L \qquad (2.\ 1)$$

Der Proportionalitätsfaktor L wird Luminosität genannt und ist gegeben durch:

$$L = \frac{I_1 \cdot I_2}{e^2 \cdot c \cdot h_{eff} \cdot \tan(\alpha/2)} \qquad (2.\ 2)$$

wobei
I_1, I_2 : Strom in Ring1,2
c : Lichtgeschwindigkeit
α : Kreuzungswinkel der Strahlen
h_{eff} : effektive Überlappungshöhe der Strahlen

Die effektive Überlappungshöhe h_{eff} ist eine Funktion der vertikalen Strahldichten $\rho_{1,2}(z)$

$$h_{eff} = \frac{\int \rho_1(z)dz \cdot \int \rho_2(z)dz}{\int \rho_1 \rho_2 dz} \qquad (2.\ 3)$$

Die durchschnitliche ISR-Luminosität während des Experimentes betrug $L \simeq 8 \cdot 10^{30}$ cm^{-2} s^{-1} .

2.2 DETEKTOR

Eine Seitenansicht des Detektors ist in Abb.6 gezeigt. Er bestand aus 2 Magnetspektrometern, die symmetrisch um den Strahl 1 herum aufgebaut waren: einem Spektrometer, das Teilchen mit Produktionswinkel Θ zwischen 11° und 40° nachweisen konnte, LSM genannt,[3] sowie einem Vorwärts-Spektrometer für Teilchen mit $1° \leq \Theta \leq 6°$. Der LSM wurde als Elektron-Detektor eingesetzt und lieferte den Trigger. Der Vorwärts-Arm hingegen wurde rein passiv betrieben.

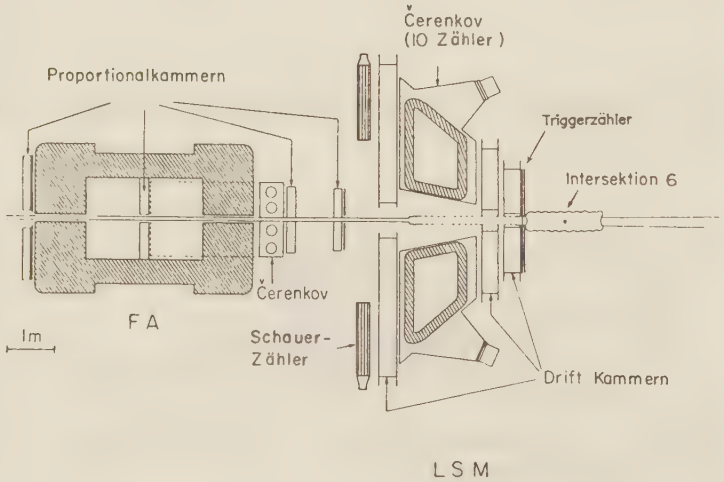


Abbildung 6
Aufbau des Experiments

---

[3] Das LSM-Spektrometer, kurz für Lamp-Shade-Magnet, erhielt seinen Namen wegen seiner Form, die vage an einen auf die Seite gestellten Lampenschirm erinnerte.

2.2.1 LSM-Spektrometer

Der LSM war ein kompaktes zylindersymmetrisches Spektrometer, daß für Polarwinkel zwischen 11° und 40° ungefähr 80% des Azimuthbereiches umfaßte. Die Impulsmessung wurde durch Driftkammern und einem mit Luftspulen versehenen Torus-Magneten erreicht. Das von den Spulen erzeugte Feld war nahezu unabhängig vom Azimuthwinkel Φ und änderte sich wie 1/r (wobei r der Abstand zu Strahl 1 ist). Die Ablenkung eines Teilchens im Magnetfeld ist nur vom Transversalimpuls des Teilchens abhängig; der Azimuthwinkel wird nicht geändert:

$$\Delta\Theta \propto 0.02/p_t \text{ [GeV/c]} \quad , \quad \Phi = \text{const.} \qquad (2.4)$$

Zwischen den Wicklungen der Spule waren Gas-C-Zähler eingebaut, die zusammen mit Schauerzählern (hinter der letzten Driftkammer) eine Elektron-Identifikation ermöglichten. Zwei Lagen von Plastikszintillations-Zählern vor der ersten Driftkammer wurden für den Trigger verwendet.

2.2.1.1 Magnet

Der Magnet war durch die Spulenwindungen azimuthal in zwölf Sektoren zu je 30° aufgeteilt. Eine perspektivische Ansicht der Spule zeigt Abb.7. In ihr ist auch die Feldrichtung angezeigt. Die Spule wurde von zwei halbzylindrischen Stahlskeletten getragen, die gleichzeitig als magnetische Abschirmung dienten, so daß es keiner besonderen Abschirmung der Driftkammern und der Photoröhren von Schauer- und Triggerzählern bedurfte. Weitere Stahlstrukturen schirmten die beiden Proton-Strahlen ab. Die Abschirmung von Ring 1 war dabei genügend weit, daß sie die Akzeptanz des Vorwärts- Spektrometers nicht störte. Um das LSM-Feld symmetrisch zu halten, war auf der entgegengesetzten Seite von Ring 2 eine Blindabschirmung angebracht.

Die Frontansicht der Spule (Abb.8) verdeutlicht die Anordnung der Strahlabschirmungen und erklärt die Nummerier-

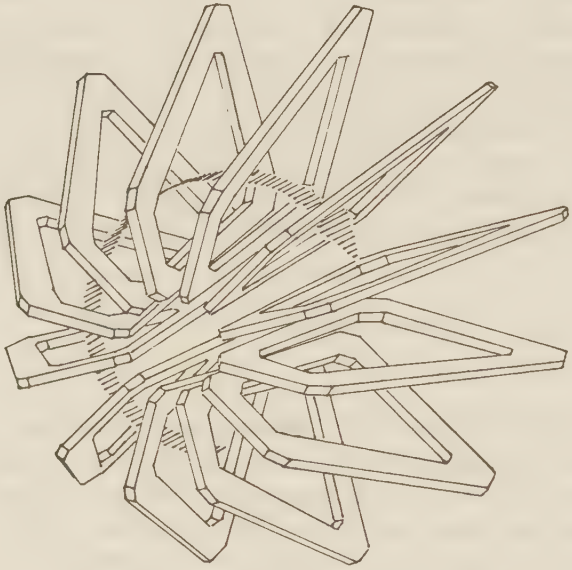


Abbildung 7
Perspektivische Ansicht der LSM-Spule

ung der Sektoren. Die beiden horizontalen Sektoren waren wegen der Strahlabschirmungen für die Messungen unbrauchbar.

Durch die Zylindersymmetrie der Spule hatte das Magnetfeld eine 1/r-Abhängigkeit (bei festem z). Für den kleinsten Winkel von 11° erreicht es den Maximalwert von B≅3kG. Das Feld wurde in allen Sektoren mit einer Hallprobe genau vermessen. Die daraus erhaltene Feldkarte sollte ursprünglich zur Impulsbestimmung benutzt werden. Es konnte jedoch eine einfache Funktion gefunden werden, die um weniger als 1% von den Werten der Feldkarte abwich. Gegenüber

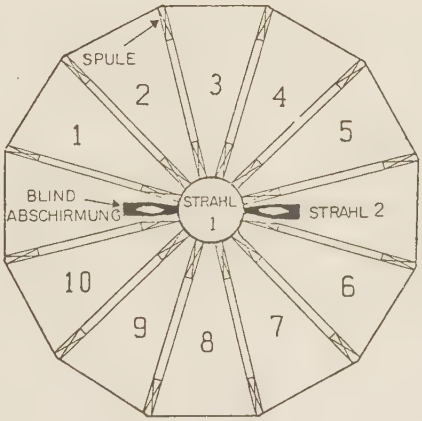


Abbildung 8
Frontansicht der LSM-Spule

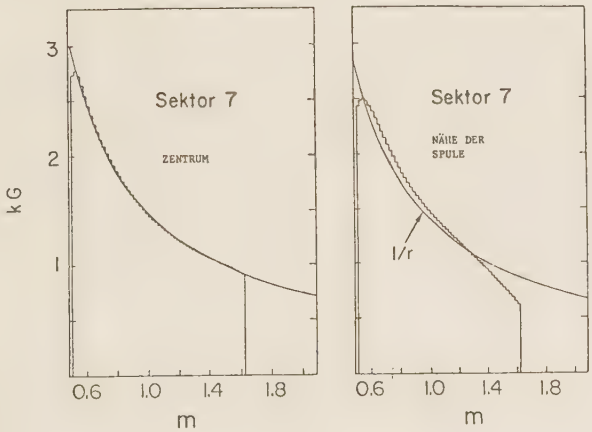


Abbildung 9
Feldverlauf im LSM-Magneten

den Beiträgen der Vielfachstreuung und der Kammergenauigkeit ist dieser Fehler vernachlässigbar. Als Beispiel für den Feldverlauf wird in Abb.9 die gemessene Feldstärke als Funktion des Abstandes r von Strahl 1 gezeigt.

2.2.1.2 Driftkammern

Mit einem System von je 3 großen Driftkammern in der oberen und unteren Hälfte wurden die Trajektorien der Teilchen durch den LSM gemessen. Die Einzelheiten ihrer neuartigen Konstruktion sowie der dazugehörigen Elektronik wurden bereits in Ref[27] veröffentlicht, so daß die Beschreibung hier kurz gehalten werden kann.

Abb.10 zeigt die Anordnung der Kammern. Die kleineren Kammern (A) und (B) bestimmten die Spur vor dem Magneten; die große (C)-Kammer hinter dem Magneten maß die abgelenkte Spur.

Jede der aus 3 Ebenen bestehenden Kammern maß gleichzeitig 3 Projektionen der Spur, die jeweils um 120° gegeneinander gedreht waren. Die Ebenen wurden nach den von ihnen gemessenen Koordinaten v,y und u genannt. Jede Kammerebene war in viele, nebeneinader liegende, elementare Driftzellen unterteilt. Der schematische Aufbau einer Driftzelle ist in Abb.11 dargestellt. Die Länge der Zellen betrug 50mm für die (A) und (B) Kammern und 100 mm für die (C)-Kammer. Die hier gewählte Konfiguration von Drift-, Kathoden- und Anodendrähten (=Auslesedrähte) ergab einen sehr homogenen Feldverlauf bis in die unmittelbare Nähe der Auslesedrähte. Eine Computersimulation des Feldes in einer Driftzelle (Abb.12) macht dies deutlich.

Außerdem ergaben sich noch zwei weitere Vorzüge :

— Durch die 4 unabhängigen Messungen jeder Projektion werden nicht nur die Position sondern auch die Richtung des Teilchens ermittelt.

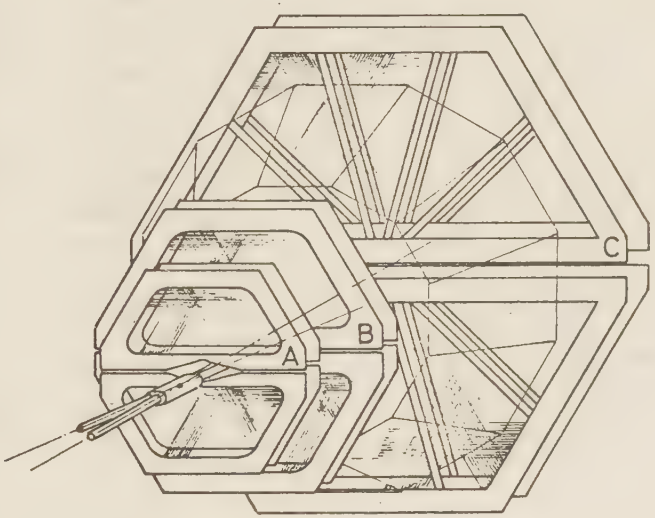


Abbildung 10
Anordnung der Driftkammern im LSM

— Die Kathodendrähte zwischen den Auslesedrähten verhindern, daß Elektronen von einer Driftzelle in die andere gelangen können. Dadurch tritt die sonst für Driftkammern typische Mehrdeutigkeit für die Mehrzahl der Spuren nicht auf.

Geometrische Überlegungen führen noch zu zwei für die Spurrekonstruktion wichtigen Beziehungen. An einem festen Punkt z gilt für die Koordinaten:

$$v + u + y = \text{const.} \qquad (2.\ 5)$$

und ähnlich für die Steigungen:

$$\frac{dv}{dz} + \frac{du}{dz} + \frac{dy}{dz} = 0 \qquad (2.\ 6)$$

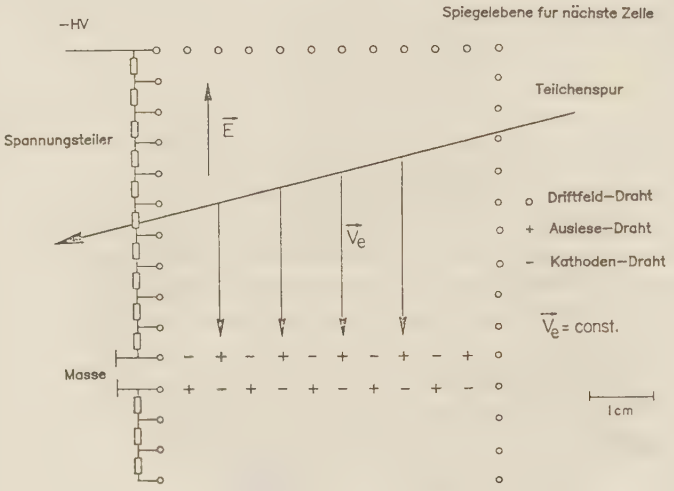


Abbildung 11
Schematischer Aufbau einer Driftzelle

Diese Beziehungen wurden zur Unterdrückung von falschen Koordinaten- Kombinationen bei der Zusammensetzung zu Spuren ausgenutzt.

Die Kammern waren mit einer Gasmischung von 55% Argon und 45% Aethan gefüllt. Die durchschnittliche Driftgeschwindigkeit der Elektronen betrug $v_{drift} \approx 0.050$ mm/ns.

Abb.13 zeigt ein Diagramm der Auslese-Elektronik der Kammern. Für die insgesamt 1680 Auslesedrähte konnten bis zu 2 Treffer pro Draht verarbeitet werden. Die Pulse der Drähte wurden elektronisch verstärkt und starteten über einen monostabilen Multivibrator (One-Shot) die Entladung eines Kondensators. Das Eintreffen des schnellen Triggersignals des LSM's (STRETCH-COMMAND) bewirkte dann eine Verlangsamung der Entladungsrate. Die Zeit vom Triggersignal bis zur

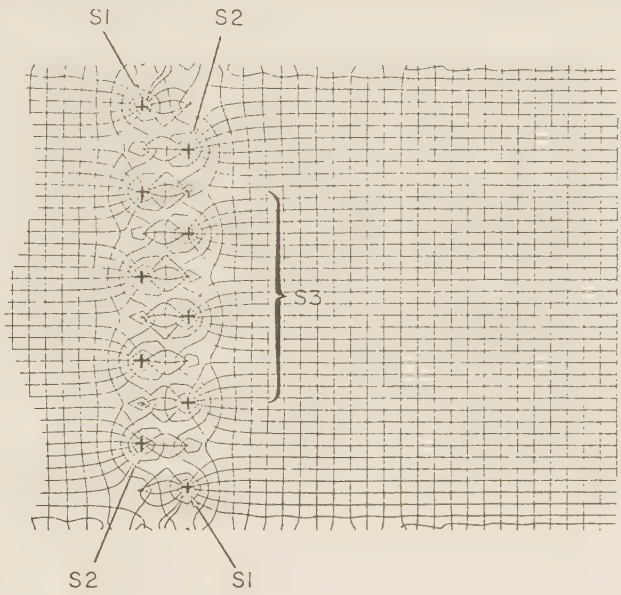


Abbildung 12
Feldverlauf in einer Driftzelle

vollständigen Entladung des Kondensators ist dabei bis auf eine additive Konstante proportional zur Driftzeit der Elektronen im Gas. Das Strecken der Driftzeit [28] ergab den Vorteil, daß an die Präzision der nachfolgenden Elektronik nur noch wesentlich geringere Anforderungen gestellt zu werden brauchten. Die Driftzeiten wurden zunächst analog gespeichert und, nur wenn der Haupttrigger ausgelöst wurde (siehe Kapitel 3), digitalisiert und ausgelesen.

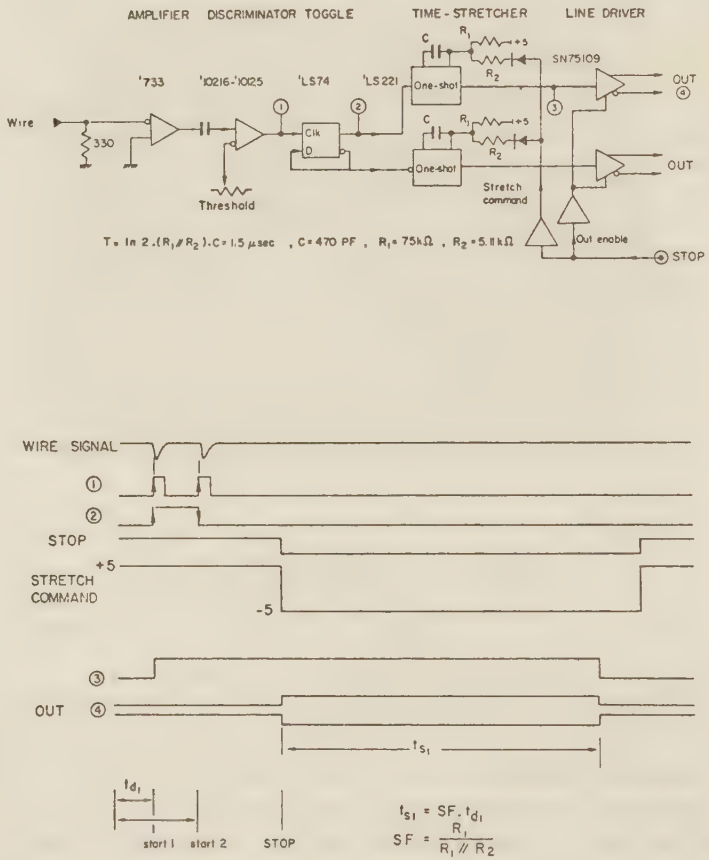


Abbildung 13

Schaltdiagramm und Timing der Auslese-Elektronik der Driftkammern

2.2.1.3 Triggerzähler

Die Trigger-Zähler (ein Paar pro Sektor) waren in einem Ring vor der ersten Driftkammer installiert. Die Zähler des

vorderen Rings werden im Folgenden auch TF-Zähler genannt ; die des hinteren Rings TB-Zähler. TF wie TB hatten die gleichen Abmessungen und waren direkt hintereinander, sich überdeckend, montiert. Das Szintillator-Licht wurde von einem adiabatischen Lichtleiter auf eine Photoröhre vom Typ EMI 9814KB gesammelt.

Durch die Form der Zähler war die gemessene Pulshöhe minimal- ionisierender Teilchen praktisch unabhängig von ihrem Auftreffpunkt. Die Koinzidenz von TF und TB-Zähler pro Sektor wurde für den Trigger verwendet. Dabei definierten die Signale des TF-Zählers den Zeitpunkt (auf 1 ns genau) des Triggers. Diese Unsicherheit entspricht einem Fehler in der Koordinatenmessung von weniger als 0.1 mm. Die Pulshöhen aller Zähler wurden von Analog zu Digital-Konvertern (ADC) und zusätzlich von einem Koinzidenzregister (Pattern-Unit) aufgezeichnet.

2.2.1.4 Cerenkov-Zähler

In jeden der zehn Sektoren war ein Gas-Cerenkov-Zähler zur Elektronidentifikation eingepaßt, der den Raum zwischen zwei Feldspulen nahezu vollständig ausfüllte. Die Schrägansicht eines Zählers ist in Abb.14a zusammen mit einer Seitenansicht (Abb.14b) gezeigt. Die Seitenwände waren aus Glasfibermaterial hergestellt, das für eine genügende mechanische Stabilität sorgte und keine Verzerrung des Magnetfeldes verursachte. Um Einflüße von Vielfachstreuung minimal zu halten, waren Ein- und Austrittsöffnung mit dünner geschwärzter Polyäthylen-Folie bespannt. Die geometrische Akzeptanz des Zählers war groß genug, um Elektronen mit einem Produktionswinkel zwischen $14° < \Theta < 35°$ im Intervall $\Delta \Phi \simeq 25°$ zu registrieren. Das Cerenkov-Licht wurde von einem elliptischen, $MgCl_2$ - beschichteten Ablenkspiegel aus Plexiglas vor der Austrittsöffnung aufgefangen und mit Hilfe eines zweiten konischen Sammelspiegels auf eine Phillips 60 DVP Photoröhre fokusiert.

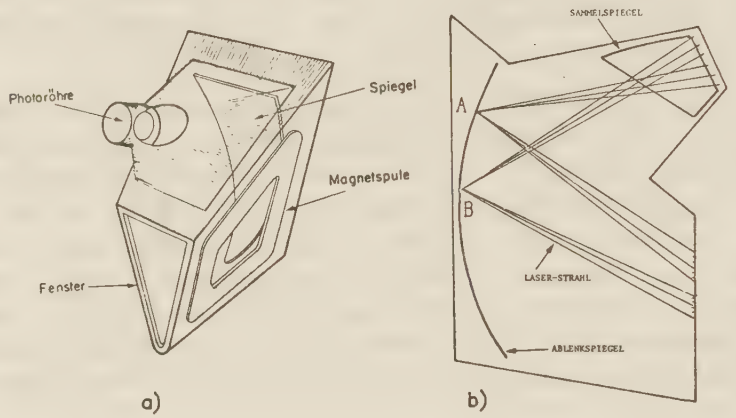


Abbildung 14
Ansicht eines LSM-Cerenkov-Zählers

Die 60 DVP - Röhre wurde gewählt, da sie eine sehr große Photokathode (über 200 cm²) aufweist. Die große Fläche war notwendig, weil der Fokus des Spiegelsystems infolge der großen Winkelakzeptanz und der Krümmung der Spuren im Magnetfeld nicht sehr scharf definiert war. Der Nachteil einer großen Röhre liegt in ihrer starken Empfindlichkeit auf Magnetfeld-Einflüße. Zur Abschirmung der kleinen Streufelder des Magneten und des Erdfeldes mußte deshalb ein sehr aufwendiges System aus Blechen mit hoher magnetischer Permeabilität (μ-Metall) sowie Korrekturspulen um die Röhre herum gebaut werden (Abb.15).

Zur Erhöhung der Lichtausbeute war das Eintrittsfenster der Röhre mit p-Terphenyl beschichtet. P-Terphenyl hat die Eigenschaft, das Cerenkov-Licht aus dem UV-Bereich in den sichtbaren Bereich zu verschieben, wo die Röhre einen besseren Quanten-Wirkungsgrad besitzt.

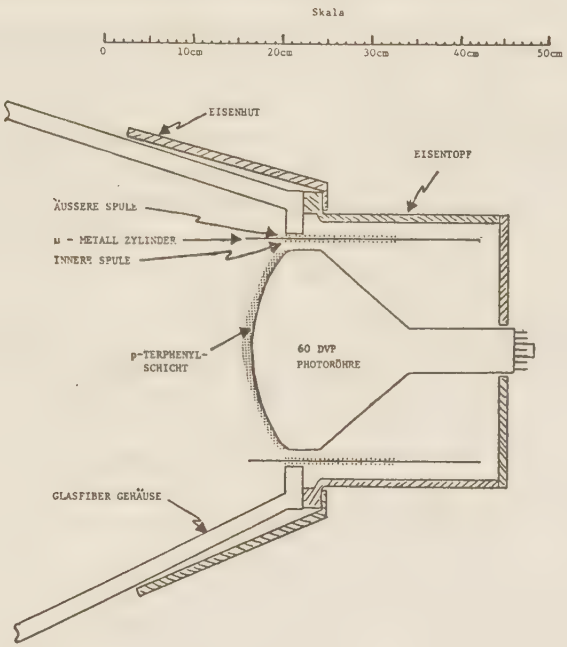


Abbildung 15
Abschirmung der 60 DVP Röhre

Die Cerenkov-Zähler waren mit CO_2 - Gas unter atmosphärischem Druck gefüllt. CO_2 unter diesen Bedingungen hat eine Cerenkov-Schwelle von .017 GeV/c für Elektronen und 4.8 GeV/c für Pionen. Unterhalb von 4.8 GeV/c konnten also Elektronen von Pionen und anderen schweren Teilchen getrennt werden.

Die Signale der Cerenkov-Zähler wurden von ADC's registriert und im Fall der Sektoren 3,4 (und 7) in der Triggerlogik verwendet.

2.2.1.5 Schauerzähler

Als zweites elektron-sensitives Element neben dem Cerenkov-Zähler war jeder Sektor noch mit einem Schauerzähler ausgerüstet. Sie hatten die Aufgabe, die Energie von hochenergetischen Elektronen zu messen. Sie waren hinter den letzten Driftkammer-Moduln in einem Kranz montiert und deckten pro Sektor einen Winkelbereich in $25° < \Theta < 35°$ und $\Delta\Phi = 26°$ ab. Ihre sensitive Fläche war somit erheblich kleiner als die des Cerenkov-Zählers.

Abb.16a zeigt die Ansicht eines Zählers. Jeder Zähler bestand aus zwölf einander abwechselnden, 6 mm-dicken Schichten aus Blei und flüssigem Szintillator vom Typ NE 235. Wie Abb.16b zeigt, war er in 13 Φ-Segmente unterteilt, mit einer Appertur von je $\Delta\Phi \simeq 2°$. Die Bleikonverter wurden durch dünne, gewellte Alluminiumbleche in ihrer Position gehalten und waren in eine 15 mm starke Eisenwanne getaucht, die mit dem Szintillator gefüllt war. Die Sandwich-Struktur aus Blei und Szintillator wird aus Abb.17 deutlich. Das Eisen und Blei entsprach einer Materialmenge von $\simeq$15 Strahlungslängen. Um Lichtverluste gering zu halten, war der Boden des Tanks mit einem Spiegel versehen. Abstandsbleche und Bleiplatten waren mit aluminisierter, reflektierender Teflonfolie überzogen. Jedes der 13 Segmente war mit einer Photoröhre bestückt, die durch einen mit Mineral-Oel gefüllten Lichtleiter ins Innere des Zählers schaute. Die Pulse der Röhren wurden linear zu einem Sektorsignal addiert, das im Trigger benutzt wurde. Durch einen Diskriminator-Schnitt auf diese Summenpulshöhe konnte so eine Energie-Schwelle im Trigger realisiert werden. Zusätzlich war jede Röhre getrennt an einen ADC angeschlossen.

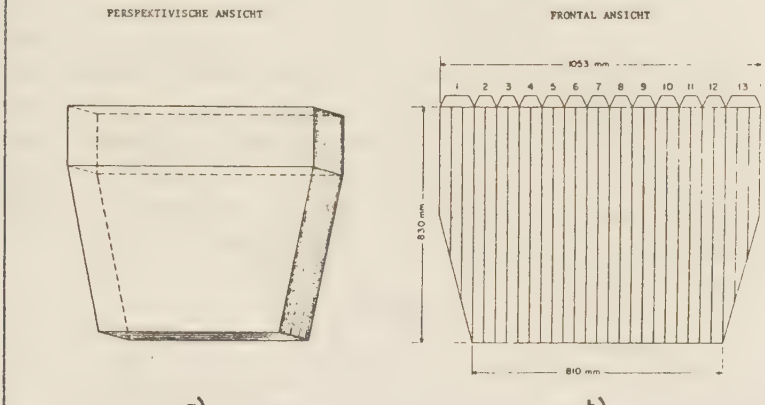


Abbildung 16
Ansicht eines Schauerzählers

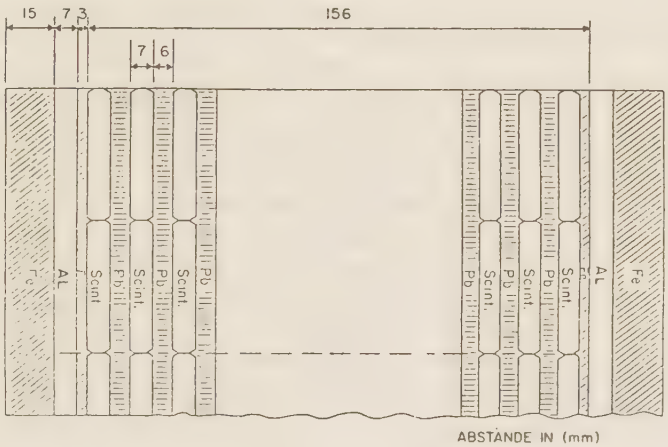


Abbildung 17
Blick in einen Schauerzähler

2.2.2 Vorwärts-Spektrometer (FA)

Das Vorwärts-Spektrometer, kurz FA genannt (Forward Arm), das hinter dem LSM installiert war, hatte die Aufgabe, schnelle Teilchen im extremen Vorwärtskonus zu registrieren. Geladene Teilchen wurden im Feld von 2 starken Septum- Magneten abgelenkt und ihre Spuren von Proportionalkammern gemessen. Zwei mit Freon gefüllte Gas-Cerenkov-Zähler erlaubten eine Separation von Pionen, Kaonen und Protonen. Eine ausführliche Beschreibung des Spektrometers ist in Ref[29] publiziert worden.

2.2.2.1 Magnet

Abb.18 zeigt eine perspektivische Ansicht der beiden Septum-Magneten. Sie waren je 2.5 m lang und produzierten ein Feld von 4.7 kG in einer effektiven Länge von 2.74 m. Eine Abschirmung aus μ-Metall zusammen mit den je 4.5 cm starken Septumplatten sorgte dafür, daß der Strahl 1 nichts von dem starken Magnetfeld spürte. Die Teilchen wurden von dem Feld nur in der x-z-Ebene abgelenkt. Die Magnetöffnung limitierte die Akzeptanz des FA zu 0.015 sterad.

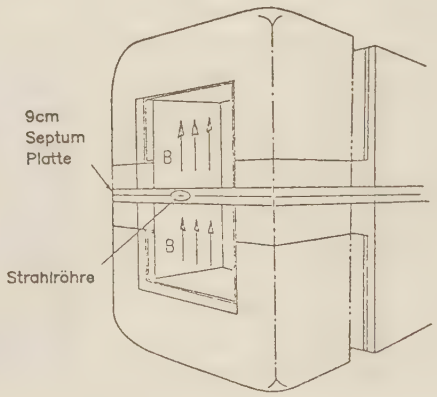


Abbildung 18
Ansicht des FA-Magneten

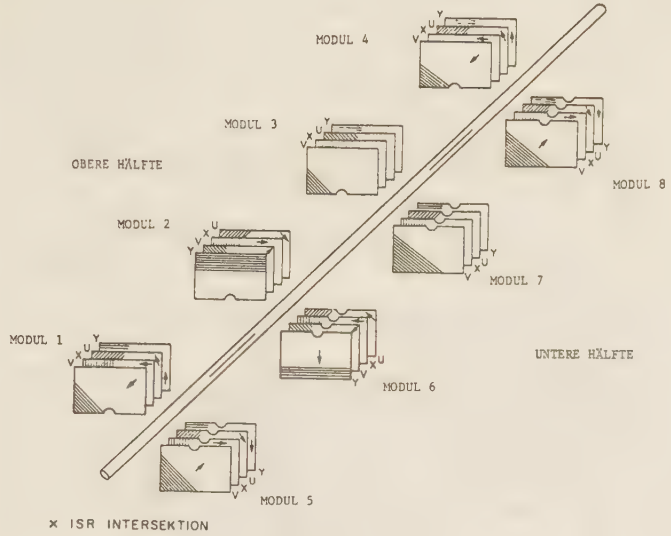


Abbildung 19
Proportionalkammern-System im FA

2.2.2.2 Proportionalkammern

Jede Hälfte des FA war mit 4 Moduln von Proportionalkammern ausgestattet (siehe Abb.19). Zwei Moduln befanden sich vor dem Magneten, eines in seiner Mitte und ein weiteres Modul hinter dem Magneten. Jedes der Moduln hatte 4 Auslese-Ebenen: Eine x- und y-Ebene mit vertikalen bzw. horizontalen Drähten und eine u- und v-Ebene die -selber senkrecht aufeinander- um 45° dazu gedreht waren. Der Drahtabstand in den x- und y-Ebenen betrug 2mm, u- und v-Drähte hatten 2√2 mm Abstand voneinander.

Das Betriebsgas der Kammern war eine Mischung aus Argon, Isobutan,Freon und Methylal, die auch Magic-Mixture genannt wird.

Die Auslese-Elektronik ist in Abb.20 skizziert. Das Signal eines Auslesedrahts wurde zunächst verstärkt und durch

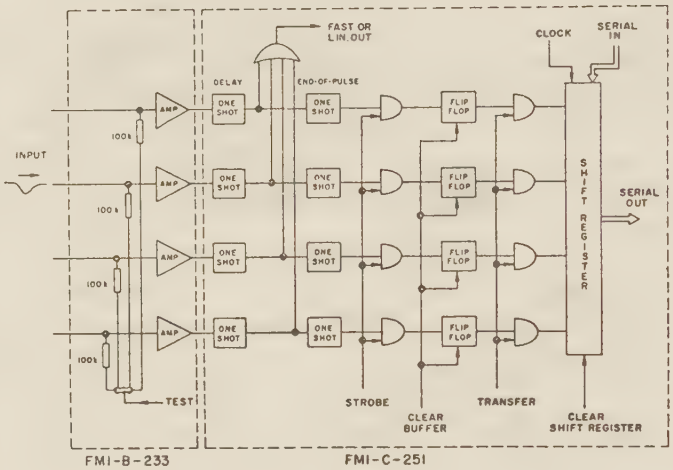


Abbildung 20

Diagramm der Proportionalkammern Elektronik

einen 'OneShot' um 250 ns verzögert. Kam nach dieser Zeit der schnelle Trigger, wurde ein Flip-Flop gesetzt. Wurde das Ereignis dann nach einer weiteren Entscheidung von der zentralen Triggerlogik (siehe Kapitel 3) akzeptiert,so wurden alle Flip-Flop Informationen in Schieberegister umgespeichert und über das CAMAC-System ausgelesen.

2.2.2.3 Cerenkov-Zähler

Die Cerenkov-Zähler dienten zur Separation von π,K und p. Sie waren in den vorderen Hälften der Magneten untergebracht. Um gleichzeitig mehrere Spuren identifizieren zu können, waren sie, wie es aus Abb.21 hervorgeht, in vier Zellen geteilt. Die mit dem Füllgas, FREON 114 ($C_2Cl_2F_4$), erzielbare Lichtausbeute ist in Abb.22 für π,K und p als Funktion des Impulses aufgetragen. Das Cerenkov-Licht wurde

für jede Zelle getrennt über ein Spiegelsystem auf eine RCA 8854 Quantacon-Röhre gelenkt. Ähnlich wie bei den LSM-Cerenkov-Zählern sorgten Ausgleichsspulen dafür, Einflüsse des Streufeldes minimal zu halten.

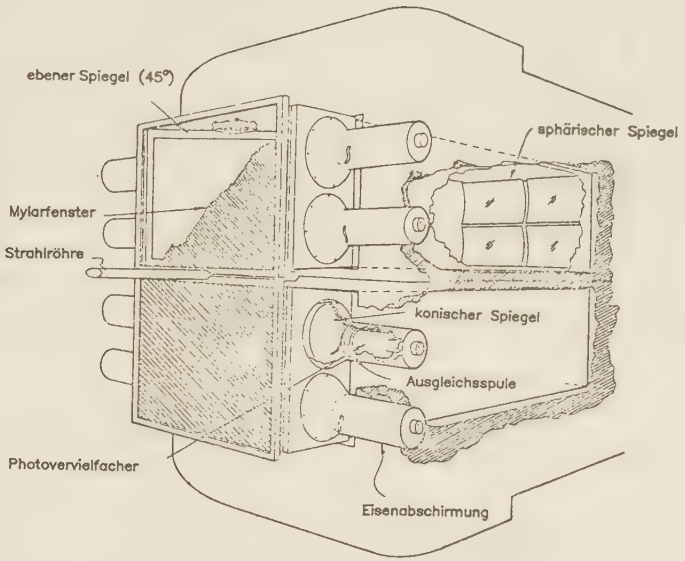


Abbildung 21
Ansicht der Cerenkov-Zähler des FA

2.2.2.4 Szintillations-Zähler

Der Aufbau des FA wurde durch 5 Szintillatoren in jeder Hälfte vervollständigt. Ein Zähler befand sich direkt vor dem ersten Kammer-Modul und die restlichen 4 Zähler bildeten ein grobes vertikales Hodoskop am Magnetausgang. Die Signale der Zähler wurden von Pattern-Units gespeichert.

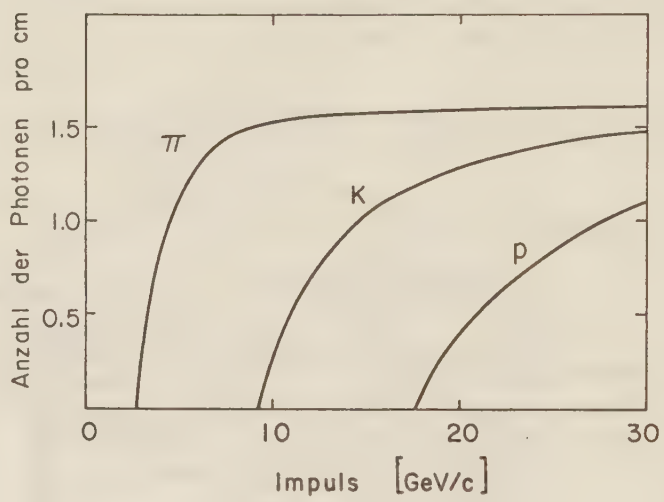


Abbildung 22
Lichtausbeute von Freon 114

2.3 LUMINOSITÄTS-MONITOR

Wie schon erwähnt, ist zur Berechnung eines Wirkungsquerschnittes die genaue Kenntnis der Luminosität erforderlich. Zu diesem Zweck waren vor und nach der Wechselwirkungszone, nahe den Strahlen, Paare von Plastik-Szintillatoren aufgebaut, die in Koinzidenz betrieben wurden. Ihre Koinzidenz-Rate ist proportional zur Luminosität. Die Kalibrationskonstante, die die gemessene Rate mit der ISR-Luminosität verbindet, wurde in speziellen Betriebsläufen des ISR's nach der van-der-Meer-Methode [30] bestimmt.

Ein 10 MHz Pulszug, der von dem Ende der Totzeit des Detektors gestartet und von dem Trigger des nächsten Ereignisses wieder gestoppt wurde, maß die effektiv zur Datennahme benutzte Zeit. Zusammen mit der Zählrate des Luminositäts-Monitors in diesem Zeitintervall konnte später, bei

der Analyse, die effektive integrierte Luminosität ausgerechnet werden.

2.4 DATENERFASSUNGSSYSTEM

Sämtliche aufgezeichneten Daten (Pulshöhen der Zähler, Driftzeiten, Kammerkoordinaten usw.) des Experimentes wurden von einer CAMAC-Elektronik digitalisiert. Für jeden Trigger las ein Hewlwett-Packard 2100 A Computer die CAMAC-Information aus und schickte sie auf eine IBM 360/44 Rechenanlage, die das Ausschreiben der Daten auf Magnetband veranlaßte. Ein Blockdiagramm des Systems mit seinen peripheren Geräten ist in Abb.23 gezeigt. Es dauerte im Mittel ≃25 ms bis dieser Vorgang abgeschlossen und das Experiment zur Aufnahme eines neuen Ereignisses bereit war (Totzeit des Detektors).

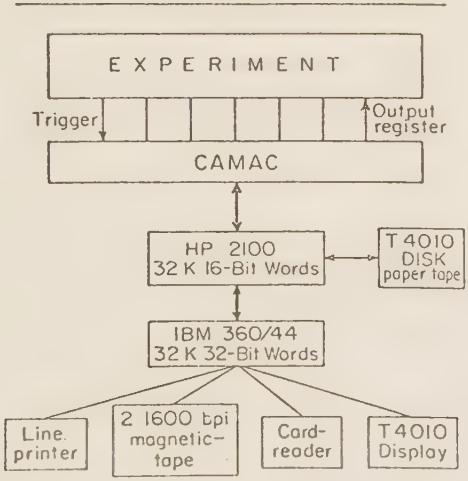


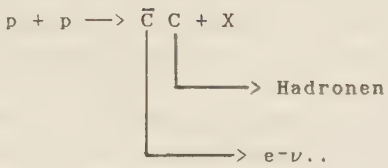
Abbildung 23

Blockdiagramm des Datenerfassungssystems

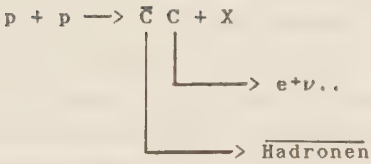
Der relativ große Gedächtnisspeicher des IBM-Computers erlaubte gleichzeitig während der Datennahme die Anwendung von kleineren Analyseprogrammen. Sie überprüften das korrekte Arbeiten des Detektors und erleichterten bei Auftreten von Fehlfunktionen die Fehlersuche. Unter anderem wurden alle ≃8 Stunden die Pulshöhenspektren der Zähler und Häufigkeitsverteilungen der Treffer in den Kammern aufgenommen. Ebenfalls wurden im 8-Stunden-Rhythmus der Gasfluß in den Kammern und Cerenkov-Zähler und die Hochspannungsversorgungen von Kammern und Zählern überwacht.

Kapitel 3
TRIGGER UND DATENNAHME

Um die Reaktionen



bzw.



wobei C : Teilchen mit Charmquantenzahl +1
$\bar{C}$: Teilchen mit Charmquantenzahl -1
X : Teilchensystem mit Charmquantenzahl 0

studieren zu können, mußten außer dem Elektron noch mindestens zwei weitere Teilchen durch den Detektor durchqueren. Es wurde dementsprechend ein Trigger gewählt, der einzelne Elektronen vorselektierte und die gewünschte Teilchenmultiplizität sicherstellte.

Für die Elektron-Identifikation in einem Sektor standen der Cerenkov-Zähler und der Schauerzähler zur Verfügung. Ein Teilchen wurde dann als Elektron-Kandidat bezeichnet, wenn die Koinzidenz von TF- und TB-Zähler zusammen mit einem Puls des Cerenkov- und des Schauerzählers eintrat. Mit

Hilfe eines Diskriminators wurde die Schwellenpulshöhe des Schauerzählers so eingestellt, daß im Mittel nur Elektronen mit einem Transversalimpuls von > .4 GeV/c den Trigger auslösen konnten. Um schon auf dem Triggerniveau Elektron-Paare zu unterdrücken, wurden durch einen Diskriminator-Schnitt hohe Pulshöhen des TB-Zählers abgeschnitten. Wie es sich herausstellte (vgl. Abschnitt 5.1.4.1), stieg die Pulshöhe in den Schauerzählern auf den letzten Zentimetern vor dem Lichtleiter sehr steil an. Dieser Bereich wurde durch einen in Anti-Koinzidenz geschalteten Zähler ausgeblendet. Dadurch wurde zwar die Akzeptanz für Elektronen auf $\Theta=30\pm5°$ limitiert, jedoch wäre ohne diese Maßnahme keine vernünftige Energieschwelle für die Elektronen realisierbar gewesen. Die Sektoren 3 und 4 (die Elektron-Sektoren) waren auf diese Weise präpariert. Ein Elektron-Kandidat in Sektor 3 oder 4 ergab den schnellen Trigger.[4]

Der Multiplizitätsforderung konnte dadurch entsprochen werden, daß außer dem Elektron noch eine Koinzidenz der TF- und TB-Zähler in zwei weiteren Sektoren verlangt wurde. Dieser Trigger wurde als e2h-Trigger (Elektron+2Hadronen) oder auch einfach als Elektron-Trigger bezeichnet und während ca. 2/3 der gesamten Meßzeit benutzt.

Im Aufbau war der Trigger als 2-Stufen Entscheidung ausgelegt. Direkt neben dem Experiment wurden als erste schnelle Entscheidung die Elektron-Koinzidenzen geschaltet, die den schnellen Trigger für die Kammern bereitstellten. Das Signal wurde dann in den ca. 100 m entfernten Zählraum geleitet. Dort wurde in der zweiten (späten) Entscheidung die Multiplizitätsbedingung und die Diskriminator-Schnitte für die Elektronen abgefragt. Erst dieser Haupttrigger gab dann dem Computersystem den Befehl zur Auslese der Rohdaten; andernfalls wurden sie gelöscht.

---

[4] Während eines kleinen Teils der Meßzeit war auch noch Sektor 7 zugeschaltet.

Um sicherzustellen, daß positive wie negative Teilchen die gleiche Akzeptanz hatten, wurde das LSM-Feld periodisch umgepolt.

In dem restlichen Teil der Meßzeit wurde zu Normalisationszwecken die Elektronbedingung im Trigger fallengelassen (h2h-Trigger : Hadron+2Hadronen oder Pion-Trigger) und zum Teil auch der Multiplizitätsschnitt herausgenommen.

Alle Daten des hier beschriebenen Experiments wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$=63 GeV im Juni/Juli 1978 aufgenommen. Insgesamt wurden ≃1500 Magnetbänder (9-Spur, 1600bpi) beschrieben. Die effektive integrierte Luminosität, $\int Ldt$, betrug für den e2h-Trigger $2.12 \cdot 10^6\ \mu b^{-1}$, und für den h2h-Trigger $\int Ldt = 4400\ \mu b^{-1}$.

Für spezielle Kalibrationen wurden noch eine Reihe von Daten mit anderen Triggern aufgenommen, die an den betreffenden Stellen dieser Arbeit getrennt besprochen werden. Zu erwähnen ist auch noch der Test eines der Schauerzähler in einem sekundären Elektronstrahl des CPS, der über das Verhalten des Zählers auf Elektronen Aufschluß gab.

Kapitel 4
DATENREDUKTION

In ihrer vorliegenden Form waren die Rohdaten zur Analyse unhandlich. Sie mußten deshalb auf ein besser geeignetes Format umgearbeitet werden. Aus Driftzeiten und Drahtadressen der Kammern mußten zunächst die Spuren und Impulse der Teilchen ausgerechnet werden. Dann war es ebenfalls wichtig, aus der Gesamtzahl der Trigger jene Ereignisse herauszufiltern, die von Charmzerfällen stammen konnten. Dies geschah hauptsächlich durch spezielle Schnitte auf die Zählerpulshöhen, um den Untergrund von gewöhnlichen Zerfällen zu unterdrücken. Die beiden Schritte der Rohdatenanalyse werden auch als Daten-Produktion bezeichnet.

Die Spurrekonstruktion im FA ist schon in Ref[31] detailliert beschrieben worden. Die Kalibration der Driftkammern und das Rekonstruktions-Programm des LSM wurde in Ref[32] ausführlich behandelt. Der Vollständigkeit halber sollen jedoch wenigstens die grundlegenden Strategien der Programme besprochen werden.

4.1 SPURREKONSTRUKTION IM LSM

Als erster Schritt wurden die Driftzeiten der Auslesedrähte (mit Hilfe der aus Kalibrationen bekannten Driftgeschwindigkeiten und Drahtpositionen) in absolute Koordinaten umgewandelt. War das geschehen, wurden in den einzelnen Ebenen u,v und y nach sogenannten Linien-Elementen aus 3- oder 4-Punkten gesucht (vgl. 2.2.1.2), die auf einer Geraden liegen. Diejenigen Linien-Elemente, deren lokale Steigungen in den A- und B-Kammern mit der gemeinsamen Steigung aller 6-8 Punkte in A und B übereinstimmten, wurden zu einer AB-Linie kombiniert. Um aus ihnen eine 3-dimensionale Spur zu bekommen, wurden die Beziehungen (2.5) und (2.6) benutzt. Spuren, die den Detektor vor oder nach dem Trigger-Zeitpunkt passierten, konnten diese Bedingungen nicht erfüllen.

Die Fortsetzung der im Feld abgelenkten Spur hinter dem Magneten wurde folgendermaßen gefunden: In den einzelnen Auslese-Ebenen wurde die AB-Spur zur Mitte des Magneten extrapoliert und von diesem Punkt aus eine Linie zu einem der (C)-Linienelemente gezogen. Die lokale C-Steigung mußte mit der Steigung dieser Linie übereinstimmen. Für eine 3-dimensionale Spur wurde verlangt, daß diese Bedingung für wenigstens 2 Ebenen erfüllt war und daß ein Fit dieser 2 oder 3 Elemente ein gutes χ^2 ergab. Da das LSM-Feld den Azimuthwinkel Φ nicht änderte, mußte zusätzlich noch der Φ-Winkel der Spur hinter dem Magneten mit dem Φ der Spur vor dem Magneten übereinstimmen.

Der so gefundenen Spur wurde danach mit Hilfe der Funktion, die das Magnetfeld beschrieb, ihr Impuls zugeordnet.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wurde mit einem Monitor, bestehend aus der Koinzidenz der TF,TB-Zähler und einem Einteilchensignal des Schauerzählers, zu 57 ± 6 % bestimmt.

4.2 SPURREKONSTRUKTION IM FA

Auch im FA wurde zuerst die Umwandlung der Drahtadressen in Koordinaten vorgenommen. Danach wurden in jedem Modul die Punkte gesucht, in denen sich die Koordinatenlinien der einzelnen Ebenen schnitten. Da der FA die Teilchen in der vertikalen y-Ebene nicht ablenkte, wurden diejenigen Punkte, deren y-Koordinaten auf einer geraden Linie lagen, als zu einer 3-dimensionalen Spur gehörig betrachtet. Die Anpassung der Spur in der x-Ebene lieferte dann über die Beziehung

$$pc\ [Gev] = 0.3 \cdot H\ [T] \cdot \rho\ [m] \qquad (2.7)$$

den Impuls der Teilchen. In einem letzten Schritt wurde mit einem komplizierten Fitprogramm, das sämtliche gemessenen

Größen benutzte, die Impuls- und Ortsauflösung verfeinert. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für eine Spur wurde in Ref[31] zu 0.82 und für zwei Spuren zu 0.58 mit einem Fehler von 14% angegeben.

4.3 DATEN-PRODUKTION

Die Rekonstruktion der Spuren und die Reduktion der Daten geschah in 2 Stufen, wobei auf möglichst schnelle Programme geachtet wurde, die so die Bearbeitungszeit pro Ereignis klein hielten und (auch nicht unwichtig) Geld sparten.

In der ersten Stufe der Produktion wurde ein (hier noch recht loser) Pulshöhenschnitt auf die Einteilchenlinie der TF- und TB-Zähler des triggernden Elektronsektors gemacht. Auch den betreffenden Schauer-Zähler durfte nur ein Teilchen durchfliegen. Erst nach diesem einfachen und schnellen Schnitt wurde das relativ langsame und umfangreiche LSM-Rekonstruktionsprogramm aktiviert und geprüft, ob im Triggersektor eine Spur gefunden wurde, die auf den Ort des Schauers hinzeigte. Hatte das Ereignis diese Schritte passiert, wurde die Rekonstruktion des restlichen Teils des LSM vorgenommen und das Ergebnis auf sogenannte DST's (Data-Summary-Tapes) geschrieben. Der Reduktionsfaktor dieses Teils der Produktion, der von enormem Rechenzeitaufwand und der großen Anzahl der zu bearbeitenden Bänder geprägt war, betrug etwa 6:1. Er wurde am Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften in München durchgeführt.

Der zweite Teil der Produktion wurde am CERN-Computer-Zentrum gerechnet. Er enthielt die Rekonstruktion des FA und weitere Schnitte auf die Teilchenmultiplizität sowie die Pulshöhen der Triggersektoren. Die Schnitte stellten eine weitere Verfeinerung zur Selektion von Einzelelektronen dar und werden in Kapitel 5 genauer diskutiert. Ereignisse, die alle Bedingungen erfüllten und außerdem mehr als 3 rekonstruierte Spuren im gesamten Detektor aufwiesen, wurden auf PST-Bänder (Physics-Summary-Tapes) geschrieben. Die PST's

waren in einem sehr kompakten Format geschrieben und enthielten nur noch die wesentlichen Informationen wie Spurparameter, Ladungen und Impulse der Teilchen sowie die Zähler-Informationen. Etwa 20 % der Ereignisse überlebten die restriktiven Schnitte, so daß von ursprünglich $1.5 \cdot 10^7$ Triggern nur noch etwa $4.5 \cdot 10^5$ Ereignisse zur weiteren Analyse verblieben.

Kapitel 5

TEILCHEN-IDENTIFIKATION UND KALIBRATION

5.1 ELEKTRON-IDENTIFIKATION IM LSM

Elektronen, die von Charmteilchen-Zerfällen stammen, werden allgemein als direkt produzierte Elektronen bezeichnet. Direkt deshalb, weil sie praktisch unmittelbar am Proton-Proton Wechselwirkungsort erzeugt werden. Aufgrund der relativ kleinen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charmteilchen und Verzweigungsverhältnissen in Elektronen von ≃10% sind diese Elektronen selten: etwa 10000 Pionen kommen auf ein direkt produziertes Elektron. Es versteht sich, daß bei solch geringen Raten ein hoher Untergrund aus anderen Prozessen zu erwarten ist.

Beispiele dafür sind:

— Elektron -Paare von γ-Konversionen in der Vakuumröhre, die nur eine geringe Pulshöhe in den Trigger-Zählern auslösten und mit einzelnen Elektronen verwechselt werden.
— Geladene Pionen, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit genügend Energie im Schauerzähler verlieren und Cerenkov- Licht geben, sei es durch ein δ-Elektron oder, weil ihr Impuls über der Cerenkov-Schwelle liegt.

Da alle diese Reaktionen nichts mit einer Charmproduktion zu tun haben, muß versucht werden, diesen Untergrund durch geeignete Schnitte auf Szintillations-Zähler, Cerenkov-Zähler und Schauerzähler so weit wie möglich zu unterdrücken. Gleichzeitig sollen aber möglichst wenige direkte Elektronen durch diese Schnitte verloren gehen.

In den folgenden Abschnitten soll gezeigt werden, wie dieser Kompromiß -Untergrund möglichst klein, Signal möglichst groß- gefunden wurde. Die Analyse-Technik, die zum jeweiligen spezifischen Schnitt auf Einzelelektronen führt, wird erklärt und es wird auch angegeben, wieviele der 'guten' Ereignisse dadurch verloren werden und wieviel Untergrund noch passieren konnte.

Zum Schluß wird die Anzahl derjenigen Ereignisse, die ein direktes Elektron als Trigger-Teilchen haben in den nach allen Schnitten übriggebliebenen Ereignissen abgeschätzt. Alle Verteilungen, die zur Erläuterung des Textes gezeigt werden, stammen von Ereignissen, bei denen der Sektor 3 den Trigger geliefert hat. Sektor 3 kann als 'typischer' Sektor bezeichnet werden.

5.1.1 Schnitt auf die Anzahl der rekonstruierten Spuren

Als erster Schnitt zur Unterdrückung der e^+e^- -Paare wurde verlangt, daß in dem Elektron-Sektor, der den Trigger auslöste, genau eine Spur rekonstruiert wurde. Damit werden allerdings auch solche Ereignisse verworfen, bei denen das Trigger-Elektron von einem Pion im gleichen Sektor begleitet wird. Solche Ereignisse gehören eigentlich nicht zum Untergrund und müssen später bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden.

Die mittlere Multiplizität in den Sektoren, die nicht im Trigger waren, betrug nach der Spurrekonstruktion 1.15 Teilchen. Nimmt man nun an, daß die Wahrscheinlichkeit (direktes Elektron + extra Pion) gleich der Wahrscheinlichkeit (Pion + extra Pion) ist, dann werden durch diesen Schnitt 13% der Ereignisse mit einem direkten Elektron verloren. Daß diese Annahme nicht unvernünftig ist, wurde in Ref[33] gezeigt.

5.1.2 Schnitt auf die Pulshöhe der Triggerzähler

Die TF-,TB-Zähler hatten eine Doppelfunktion: einerseits ergaben sie einen Teil der Triggerbedingung, andererseits

erlaubten sie mit Hilfe einer Pulshöhen-Analyse die Separation von Einteilchen- und Zweiteilchen-Ereignissen und somit eine weitere Unterdrückung des Paar-Untergrundes.

Die Pulshöhenanalyse wird nun an Hand der Skizzen von Abb.24 erläutert. Zunächst stellt man sich ein reines Einteilchenspektrum her. Für einen TF-Zähler wird das erreicht, indem man sehr hart in das Pulshöhenspektrum des TB-Partnerzählers schneidet und die Verteilung dieser Ereignisse im TF-Zähler aufträgt. Das resultierende TF-Spektrum ist dann eine sehr reine Einteilchen-Linie, wie sie in Abb.24a angedeutet ist.[5] Zweckmäßigerweise werden Pion-Trigger-Daten verwendet, die ohnehin nur wenige Paare enthalten. Das so gewonnene Einteilchen-Spektrum wird nun mit einem Spektrum von Elektron-Trigger-Daten verglichen, das eine Mischung aus Ein- und Mehrteilchen-Ereignissen ist (Abb.24b). Unter der Annahme, daß der Paar-Untergrund in der ansteigenden Flanke des Elektron-Spektrums sehr klein ist, sind Pion- und Elektron-Spektren dann bis zum Gipfel der Einteilchen-Linie gleich (Punkt a in Abb.24c) und können in diesem Bereich aufeinander normiert werden. Für größere Pulshöhen differieren die Spektren: die Pion-Verteilung fällt rasch ab, die Paare im Elektron-Spektrum verhindern einen solchen Abfall. Je höher man die Grenze der akzeptierten Pulshöhen setzt, desto kleiner wird der Zuwachs an Einteilchen-Ereignissen im Elektron-Spektrum und umso größer wird die Zahl der akzeptierten Paare. Die optimale Grenze der Pulshöhen wird so definiert, daß bei weiterer Erhöhung gerade mehr Paare akzeptiert werden als Einteilchen dazugewonnen werden (Punkt b in Abb.24c).

In Abb.25a wird das rohe Pion-Spektrum, am Beispiel von TF_3, gezeigt. Durch den Schnitt auf TB_3 wird es zu einer reinen Einteilchen Linie (Abb.25b). Das Elektron-Spektrum ist in Abb.25c aufgetragen. Es handelt sich dabei um Daten, bei denen kein Diskriminatorschnitt auf die TB-Pulshöhe im Trigger war. Der nach dem oben beschriebenen Verfahren

[5] Um eine Einteilchen-Linie eines TB-Zählers zu bekommen, vertauscht man die Rollen von TF und TB.

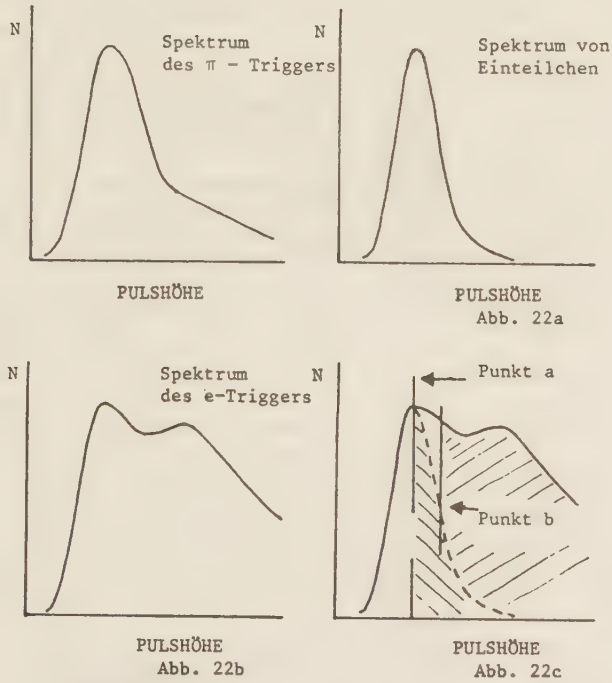


Abbildung 24

Methode der Pulshöhen-Analyse in den Trigger-Zählern

gefundene Schnitt ist ebenfalls eingezeichnet.

Es stellt sich heraus, daß der optimale Schnitt etwa 80% aller Einteilchen-Ereignisse akzeptiert. In diesen Ereignissen ist jedoch noch ein Untergrund an Paaren von ca. 30% verblieben. Die Aufschlüsselung nach den einzelnen Trigger-Sektoren wird in Tabelle 2 angegeben. Tabelle 2 zeigt auch, daß die Zähler unterschiedlich gut arbeiteten.

Die Pulshöhen-Analyse wurde für alle TF-,TB-Zähler der Elektronsektoren durchgeführt. In der Analyse wurden nur

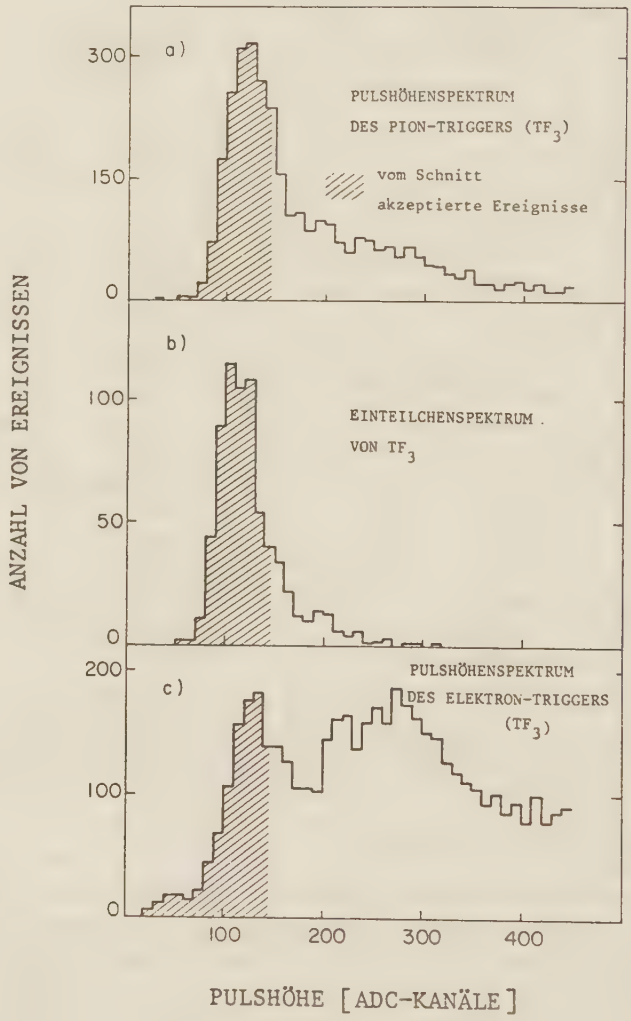


Abbildung 25
Pulshöhen-Spektren der Trigger-Zähler

solche Ereignisse akzeptiert, die beiden Schnitten, sowohl auf TF als auch auf TB, genügten. Es stellte sich heraus, daß in guter Näherung (±5%) die Schnitte voneinander unabhängig waren.

Tabelle 2

Ergebnisse der Pulshöhen-Analyse

Zähler	Schnitt ADC-Kanäle	Akzeptierte Einteilchen (%)	gemeinsamer Schnitt (%)
TF3	148	80	
TB3	147	80	64
TF4	148	83	
TB4	140	83	69
TF7	120	75	
TB7	145	75	56

5.1.3 Schnitt auf die Cerenkov-Zähler

Um die Eigenschaften des Zählers zu bestimmen, sind folgende Fragen zu untersuchen:

(1) Unterscheiden sich die Pulshöhen-Spektren der Elektronen von den Spektren der Pionen, die ein δ-Elektron erzeugt haben oder einen Impuls von mehr als 4.8 GeV/c haben ?

(2) Wie groß ist der Anteil von Pionen und Paaren in den Spektren ?

(3) Kann ein Schnitt gefunden werden , um diese Klassen von Ereignissen zu separieren ?

(4) Was ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen ?

(5) Was ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen ?

5.1.3.1 Pulshöhenspektren von Paaren und Einzelelektronen

Während einer kurzen ISR-Strahlzeit-Periode war in den Elektron-Sektoren ein spezieller Elektronpaar-Trigger realisiert. Zwischen den TF- und TB-Zählern war eine 2 mm dicke Bleifolie eingefügt, wie dies aus Abb.26 ersichtlicht ist. Den Trigger ergab eine Koinzidenz von

$$\overline{TF} \cdot TB \cdot S \text{ (mit hoher Pulshöhe)}$$

Die Antikoinzidenz TF•TB stellte sicher, daß ein neutrales Teilchen den TF-Zähler durchquert hat (kein Puls in TF) und im Blei konvertiert ist (Puls in TB). Es wurde also der Prozeß

$$\gamma + Pb \longrightarrow e^+e^- + Pb$$

als Elektronenquelle benutzt. Mit Hilfe dieses Paar-Triggers konnte das Verhalten der Cerenkov-Zähler auf reine Paare studiert werden.

In der Analyse der Daten wurden Ereignisse ausgewählt, bei denen die e^+e^- -Paarsignatur noch besser hervortrat. Es wurde verlangt, daß

— genau eine positive und eine negative Spur rekonstruiert wurde,

— beide Spuren sich unter kleinem Winkel an der Position des TB-Zählers trafen,

— wenigstens eine der Spuren auf den Ort des Schauers im S-Zähler deutete.

Da der Cerenkov Puls selbst nicht Teil des Triggers war, konnte ein sehr reines und unbeeinflußtes Pulshöhen-Spektrum für Paare aufgezeichnet werden (siehe Abb.27).

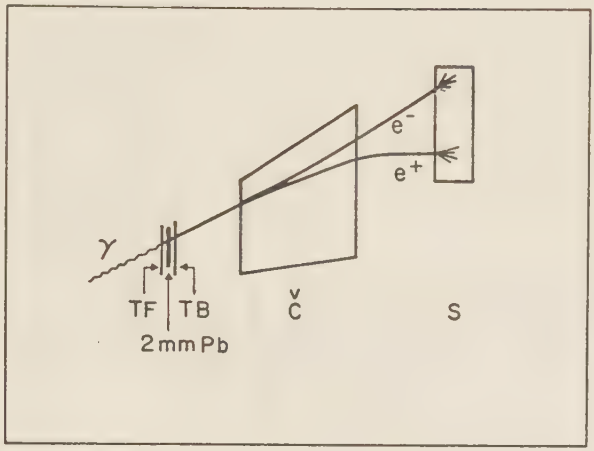


Abbildung 26
e^+e^- -Trigger

Der Schluß von der Form des Paarspektrums auf die Form der Verteilung für Einzelelektronen ist allerdings aus zwei Gründen schwierig:

— Die Pulshöhe stammt vom Cerenkov-Licht zweier Elektronen, die wegen der Krümmung der Spuren im Magnetfeld weit von einander getrennt sein können. Der Wirkungsgrad der Lichtkollektion ist aber vom Winkel und von der Position der Spur abhängig und es ist unsicher, in welchem Verhältnis die beiden Elektronen zum Gesamtsignal beitragen.

— Bei einem großen Teil der Ereignisse liegt die Pulshöhe außerhalb des maximalen ADC-Bereichs und wird nicht mehr registriert. Das obere Ende des Spektrums ist nicht bekannt.

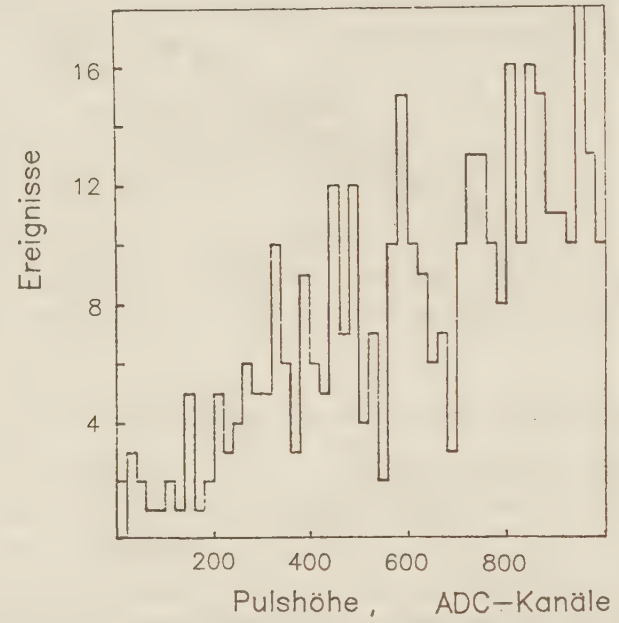


Abbildung 27
Paar-Spektrum des Cerenkov-Zählers

Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wird die aktive Fläche des Cerenkovs in 4 Gebiete aufgeteilt und verlangt, daß Elektron und Positron durch das gleiche Gebiet fliegen. Wenn man dann annimmt, daß die Lichtkollektion innerhalb eines Gebietes ungefähr konstant ist, ergibt ein einzelnes Teilchen im Mittel die Hälfte des Gesamtpulses. Das Pulshöhen-Spektrum der Paare stammt von einer Poisson- Verteilung von $\simeq$ 4 Photoelektronen im Mittel (siehe Abschnitt 5.4.5) und ist somit näherungsweise symmetrisch. Es kann also angenommen werden, daß das Spektrum nach dem Maximum symmetrisch zu seinem Anstieg abfällt.

Mit diesen beiden Annahmen kann man für jedes der Gebiete ein Pseudo-Einzelektron-Spektrum folgendermaßen erzeugen:

(1) Es wird das Maximum der Verteilung bestimmt und das Spektrum darüber hinaus symmetrisch fortgesetzt.

(2) Weil ein einzelnes Elektron im Mittel nur die Hälfte des Lichts produziert, wird die Pulshöhen-Skala um einen Faktor 2 gestaucht.

(3) Um die statistischen Fluktuationen zu dämpfen, wird das Histogramm mit einer B-Spline Funktion geglättet, um so das Einzelelektron-Spektrum zu erhalten.

Zur Kontrolle, inwiefern ein so konstruiertes Spektrum eine Einteilchen-Verteilung wiedergeben kann, geht man umgekehrt vor und versucht aus dem Einteilchen-Spektrum wieder das gemessene Paar-Spektrum zurückzugewinnen. Dazu werden unabhängig voneinander zwei zufällige Pulshöhen (entsprechend der Verteilung des Einzelspektrums) gewürfelt, addiert und in ein Histogramm aufgetragen. Ist dann das ursprüngliche Paar-Spektrum mit dem künstlich erzeugten verträglich, kann man das Pseudo-Einzelelektron-Spektrum als gute Näherung für das wirkliche (aber unbekannte) Einteilchen-Spektrum ansehen.

Das gemessene Paar-Spektrum in einem der Gebiete wird in Abb.28a wiedergegeben. Durch die Fortsetzug des Spektrums und der Änderung der Skala wird das Einzel-Spektrum von Abb.28b gewonnen. Die durchgezogene Linie ist die Spline-Anpassung. Aus dem Einzel-Spektrum wird wieder ein neues Paar-Spektrum simuliert (durchgezogene Linie von Abb.28a) und mit dem Original verglichen. Die Ähnlichkeit kann innerhalb der Fehler, als durchaus ausreichend betrachtet werden. Das Pseudo-Einteilchen-Spektrum kann also akzeptiert werden.

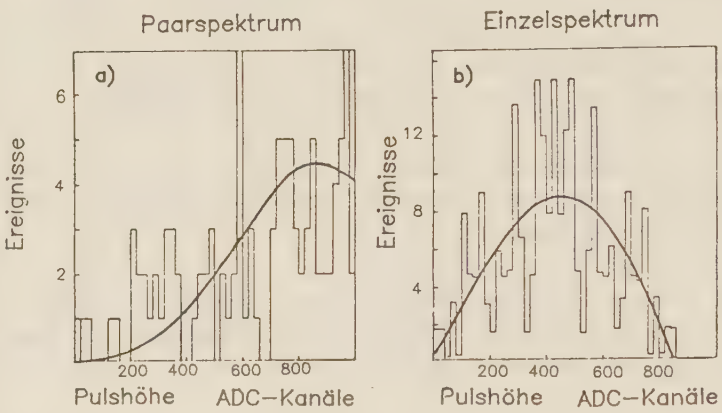


Abbildung 28

Einzelelektron-Spektrum und Paar-Spektrum des Cerenkovs

5.1.3.2 Spektren des Elektron-Triggers und des Pion-Triggers

In Abb.29a und Abb.29b sind die Cerenkov-Spektren der normalen Elektron- und Pion-Trigger-Daten abgebildet. In der Abbildung sind Ereignisse ohne Cerenkov-Puls nicht aufgetragen. Das Spektrum von Pion-Ereignissen zeigt einen relativ langsamen, exponentiellen Abfall. Auch das Spektrum von Elektron-Ereignissen fällt monoton ab, hat aber, im Vergleich zu den Pionen, relativ mehr Ereignisse mit hohen Pulshöhen. Schon ein erster Blick auf die Spektren zeigt, daß sich ein hoher Anteil an geladenen Pionen im Spektrum des Elektron-Triggers befindet.

5.1.3.3 Teilchenzusammensetzung im Elektron-Spektrum

Vergleicht man die Spektren der Paare, Pionen und Einzelelektronen miteinander, so fällt auf, daß einzelne Elekronen weder bei sehr kleinen noch bei sehr großen Pulshöhen zu finden sind. Für die sehr kleinen Pulshöhen des Elektron-

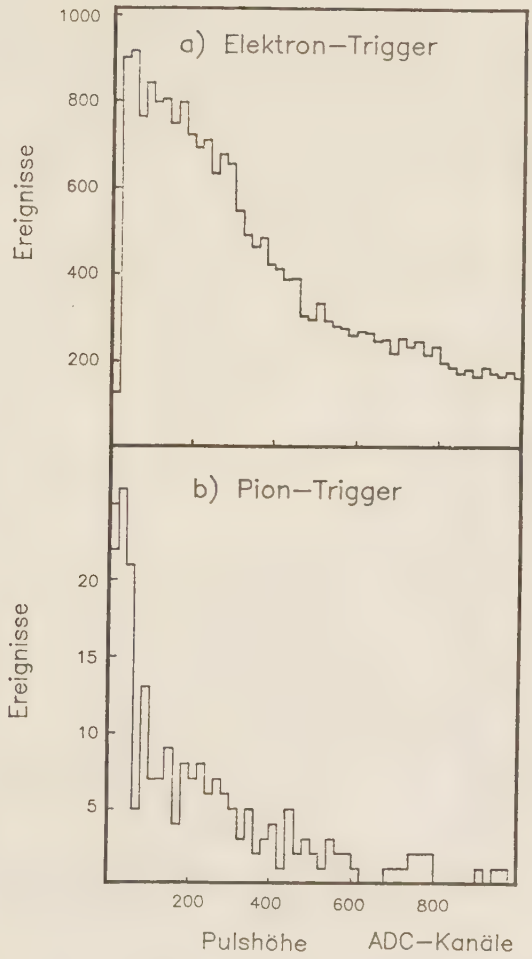


Abbildung 29

Cerenkov-Spektren des Elektron- und Pion-Triggers

Triggers sind praktisch ausschließlich Pionen verantwortlich und das Ende des Spektrums wird von den Paaren beherrscht. Indem man diese Tatsache ausnützt, ist es möglich eine -wenigstens grobe- Abschätzung der Teilchenzusammensetzung des Elektron-Triggers zu gewinnen. Paar- und Pion-Spektrum können in den Bereichen, in denen sie dominant sind, auf das Spektrum des Elektron-Triggers normiert werden (Abb.30) und das Verhältnis der Flächen gibt dann die Teilchenkomposition im Elektron-Spektrum.

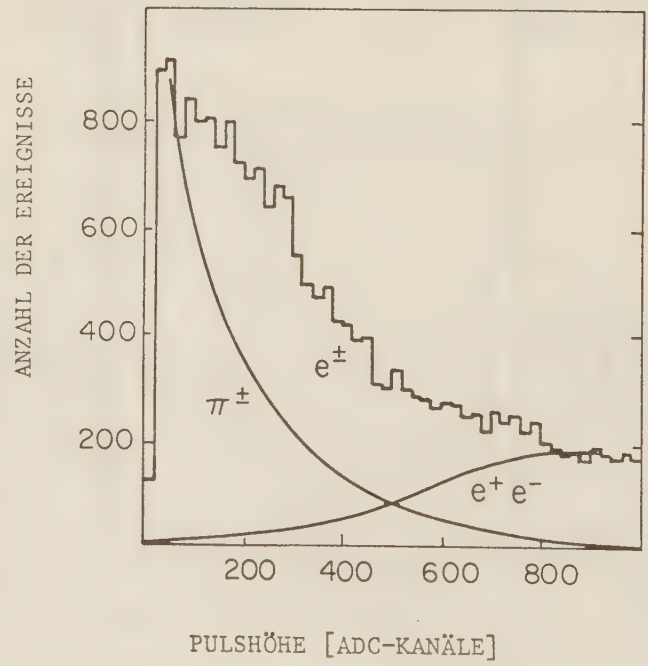


Abbildung 30

Teilchenkomposition im Elektron-Spektrum (schematisch)

In Tabelle 3 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Es muß jedoch gesagt werden, daß die Normierung relativ unsicher ist und die Werte (ganz abgesehen von den systematischen Fehlern) mit einer Unsicherheit von wenigstens 30 % behaftet sind. Die Analyse zeigt jedoch zumindest, daß das Spektrum nur zu einem geringen Teil aus einzelnen Elektronen besteht.

Tabelle 3
Teilchenkomposition im Elektron-Spektrum

	e [%]	π [%]	e^+e^- [%]
Sektor 3	37	37	26
Sektor 4	28	43	29
Sektor 7	30	29	41

5.1.3.4 Separation von Elektronen und Pionen

Ein günstiger Schnitt zur Separation von Pionen und Elektronen kann am einfachsten so gefunden werden, daß man die Spektren aufintegriert und untersucht, wieviele der Ereignisse einen gegebenen Schnitt überleben würden. Dies wurde in Abb.31 durchgeführt. Um etwaige Abweichungen erkennen zu können, wurden die 4 Gebiete dabei separat behandelt. Es stellte sich aber heraus, daß sie sich in ihrem Verhalten nur sehr wenig unterscheiden und ein gemeinsamer Schnitt ermittelt werden kann. Wie aus dem Vorhergehenden deutlich wurde, ist ein Schnitt zu wählen, der den Pion-Untergrund optimal unterdrückt. Dieser Schnitt liegt bei der Pulshöhe, die ca. 50% der Pionen, die Cerenkov-Licht erzeugen, wegschneidet aber noch ≃90 % der Elektronen durchläßt. Ein höherer Schnitt würde nur relativ wenig mehr dieser Pionen unterdrücken aber gleichzeitig einen großen Teil der Elektronen verlieren.

Die endgültigen Schnitte und ihre Wirkung sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

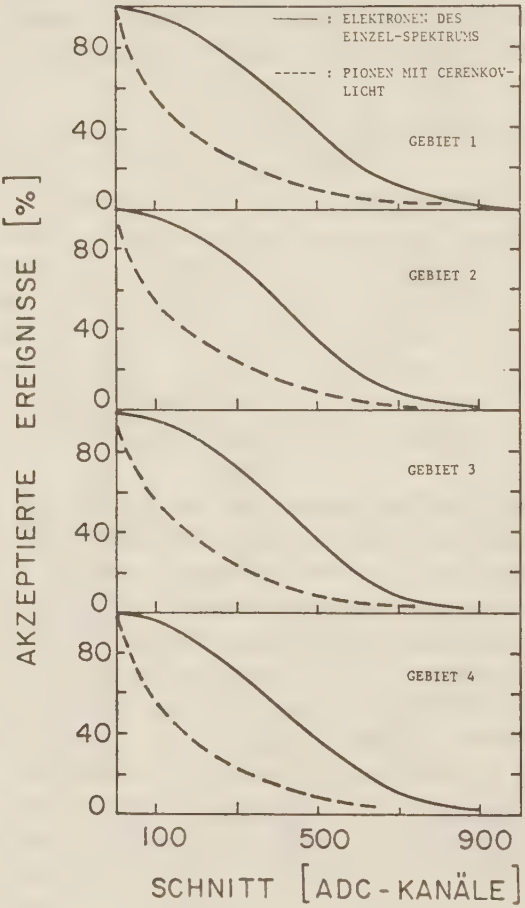


Abbildung 31

Schnitt auf den Cerenkov-Zähler

Tabelle 4
Schnitt auf den Cerenkov-Zähler

	Schnitt [ADC-Kanäle]	π-Unterdrückung [%]	e-Verlust [%]
Sektor 3	170	51	11
Sektor 4	170	54	17
Sektor 7	120	55	6

5.1.3.5 Nachweiswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Pionen

In den Daten, die mit dem Paar-Trigger aufgezeichnet wurden, feuert der Cerenkov in etwa 97 % aller Ereignisse. Das entspricht -unter der Annahme einer Poisson-Statistik für die Photokathode- einem Puls von ca. 4 Photoelektronen pro e^+e^--Paar. Dementsprechend erreicht ein einzelnes ELektron im Mittel α 2 Photoelektronen. Aufgrund der Photostatistik geben somit einzelne Elektronen in 13.5 % der Fälle kein Licht. Dieser Effekt verringert die oben gefundene Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronen auf ε = 78 %.

Pionen geben in α1% der Fälle eine Pulshöhe, die über dem Schnitt liegt. Dadurch erklärt sich der hohe Untergrund von Pionen im Elektron-Spektrum.

5.1.4 Schnitt auf die Schauerzähler

5.1.4.1 Testresultate

Einer der Schauerzähler wurde im CPS sehr gründlich getestet, um die Energie-Kalibration zu bestimmen und seine Energieauflösung zu messen. Auch die Lichtabschwächung entlang des Zählers und die Winkelabhängigkeit der Pulshöhen sollte studiert werden. Die wichtigsten Ergebnisse des Tests werden hier zusammengefaßt:

Abb.32 zeigt die gemessene Energiekalibration des Zählers. Aufgetragen ist der Quotient (R) der Pulshöhe eines Elektrons über der Pulshöhe eines Pions als Funktion der Strahlenergie. Die durchschnittliche Pulshöhe von Pionen, die den Zähler im allgemeinen ohne Wechselwirkung durchqueren, ist unabhängig von der Strahlenergie. Die Teilchen trafen den Zähler in einer mittleren Position unter einem Winkel von 31.8°, der dem durchschnittlichen Winkel im ISR entsprach. Die Messung ergab einen linearen Zusammenhang über den gesamten Bereich der Messung. Daß die Kurve nicht durch den Ursprung geht, ist auf die 15 mm starke Wand der Wanne vor der ersten Szintillator-Schicht zurückzuführen. Aus der Kurve ist ersichtlich, daß ein Pion unter 31.8° im Zähler eine Pulshöhe auslöst, die der eines Elektrons von 375 MeV entspricht. Schließlich ergaben die Messungen noch, daß R (bei festem Winkel) praktisch unabhängig vom Ort des Auftreffens und für alle Röhren gleich war.

Die Energieauflösung des Zählers (siehe Abb.33) konnte durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{22\%}{\sqrt{E}} \qquad (5.\ 1)$$

parametrisiert werden. Das entspricht der Auflösung, die von einem Zähler dieser Art mit 12 Unterteilungen bei 15 Strahlungslängen erwartet werden kann.

Die Pulshöhe von Pionen entlang des Zählers ist in Abb.34 dargestellt. Vom Ende des Zählers herkommend, nimmt sie zuerst langsam zu, steigt aber auf den letzten 20 cm vor dem Lichtleiter um mehr als einen Faktor 2 an.[6] Dieser Effekt ist auf den sich hier drastisch vergrößernden Raumwinkel für die Lichtkollektion zurückzuführen.

---

[6] Dies war auch der Grund, weswegen die Anti-Zähler an den Lichtleiter-Enden der Schauerzähler im Trigger waren. Ohne sie hätten sonst zu viele Teilchen mit wenig Energieverlust den Trigger ausgelöst.

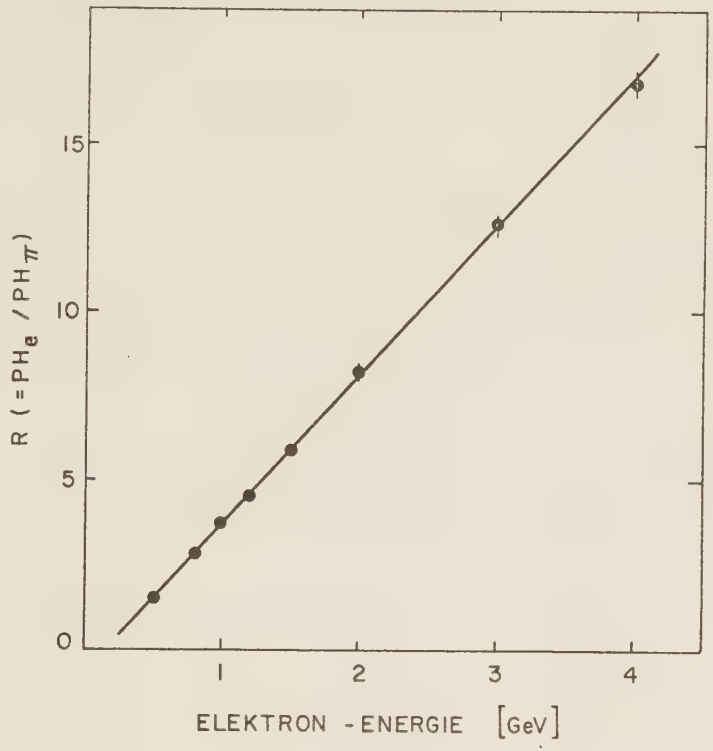


Abbildung 32
Energiekalibration des Schauerzählers

Die gemessenen Pulshöhen der Elektronen waren praktisch unabhängig von ihrem Einschußwinkel, da der von ihnen ausgelöste Schauer stets vollständig im Zähler enthalten ist. Für Pionen, die als minimal ionisierende Teilchen den Zähler durchqueren, steigt der Ionisationsverlust mit $1/\cos(\Theta)$ an. Wird auch noch die Lichtabschwächung in Betracht gezogen, steigt die Pulshöhe sogar noch stärker an.

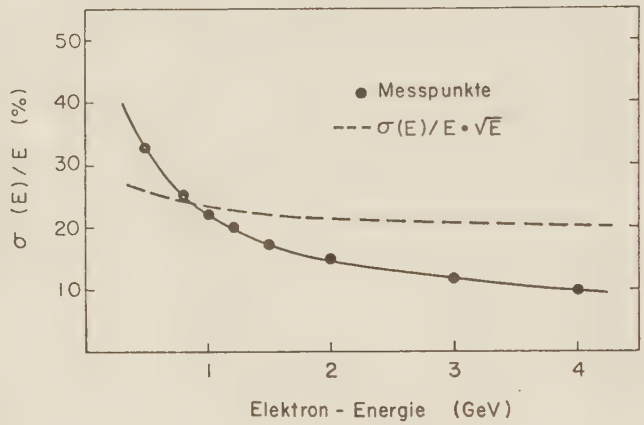


Abbildung 33
Energieauflosung des Schauerzählers

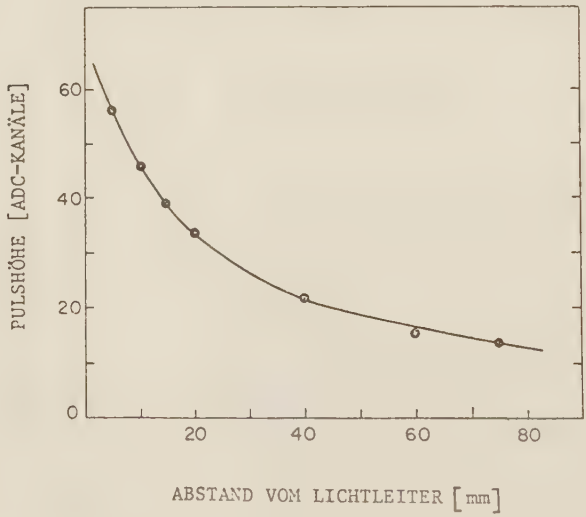


Abbildung 34
Pulshöhenabschwächung entlang des Zählers

5.1.4.2 Kalibration im ISR

Die Ergebnisse des Tests wurden schließlich zur Kalibration der ISR Daten verwendet. Es konnte die oben erwähnte Tatsache ausgenutzt werden, daß der Quotient R (Pulshöhe e / Pulshöhe π) nicht vom Auftreffort abhängig ist und sich die Winkelabängigkeit der Pulshöhe nur auf die Pionen beschränkt. Um die Schauerenergie eines Teilchens zu bestimmen, wurden die Pulshöhen von den zwei oder drei benachbarten Segmenten addiert, die mit der Position der rekonstruierten Spur innerhalb von ±100mm übereinstimmten. (siehe Abb.35).[7] Danach wurde die gemessene Pulshöhe durch diejenige Pulshöhe geteilt, die ein Pion am gleichen Ort mit einem Winkel von 31.8° gehabt hätte.

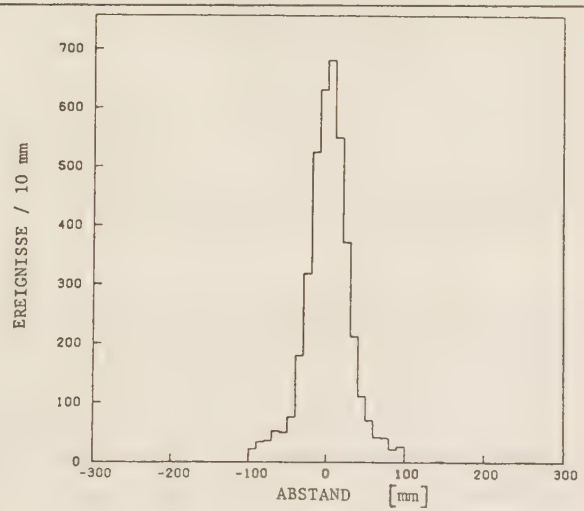


Abbildung 35
Differenz: Treffpunkt der Spur - Position des Schauers

---

[7] (97 ± 1)% der Einteilchenereignisse lagen in diesem Bereich.

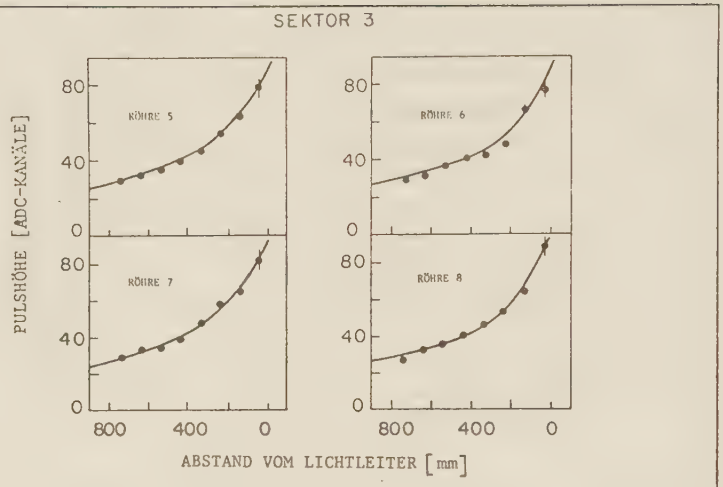


Abbildung 36
Fit der Pion-Pulshöhe

Die Pion-Pulshöhen wurden aus den Daten selbst gewonnen. Für jede Röhre wurde ein Graph Pulshöhe gegen Auftreffort angefertigt und ein Fit der Form

$$y = a \cdot e^{bx} + c \cdot x \qquad (5.2)$$

angepaßt, der die tatsächlichen Verhältnisse gut reproduziert (siehe Abb.36). Der exponentielle Teil der Funktion entspricht der Lichtabschwächung im Szintillator-Oel. Der lineare Term trägt in etwa dem Raumwinkeleffekt Rechnung. Diese Referenzpulshöhen wurden dann mit dem Winkelfaktor $1/\cos(\Theta)$ so modifiziert, daß sie dem Winkel von 31.8° der CPS-Kalibration entsprachen.

Eine Verteilung der korrigierten Pionpulshöhen entlang des Zählers ist in Abb.37 gezeigt. Sie ist bei 375 MeV zentriert und zeigt keine Abhängigkeit vom Auftreffort, was die Güte der Pulshöhenanpassung bestätigt. Außerdem stimmt die Breite der Verteilung mit den im Test gefundenen Werten überein.

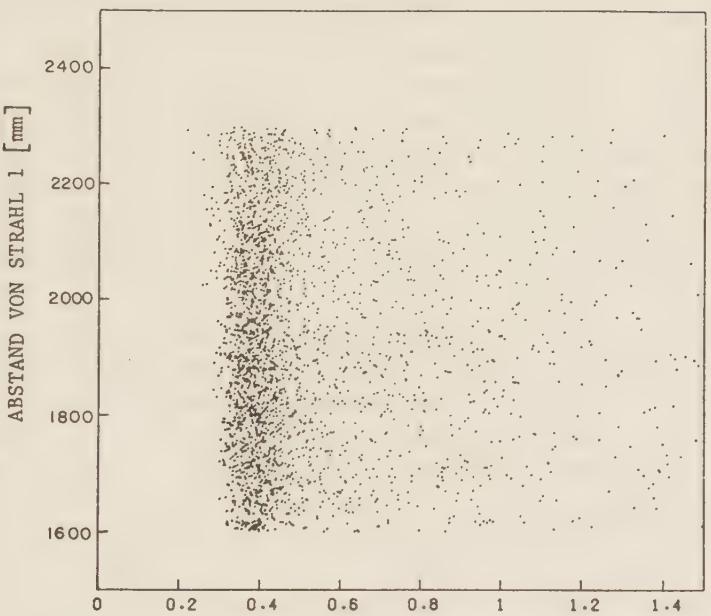


Abbildung 37
Energieverlust von Pionen entlang des Zählers

Ein Vorteil dieser Methode lag darin, daß die zeitliche Stabilität durch den Bezug auf die Pionen ständig kontrolliert und Langzeiteffekte (wie etwa eine Trübung des Szintillator-Oels) automatisch korrigiert wurden.

5.1.4.3 Elektron-Identifikation mit dem Schauerzähler

Elektronen verlieren im Schauerzähler ihre gesamte Energie. Da es sich bei ihnen um extrem relativistische Teilchen handelt, kann die Masse gegenüber dem Impuls vernachlässigt werden. Die mit dem Schauerzähler gemessene

Energie muß mit dem im LSM gemessenen Impuls übereinstimmen. Trägt man Impuls gegen Energie auf, so sollten sich einzelne Elektronen in einem Band um die p=E-Linie (dem Elektron-Band) anhäufen, wobei die Breite des Bandes durch die Energie- und Impulsauflösung gegeben ist. Für Pionen erwartet man, daß sie sich unabhängig von ihrem Impuls in einem Energie-Band um 375 MeV herum (dem Pion-Band) sammeln. Dieses Band hat einen Schwanz zu höheren Energien hin, der von Pionen stammt, die im Schauerzähler eine Wechselwirkung eingingen.

In Abb.38.a sind Ereignisse des Elektron-Triggers aufgetragen und in Abb.38.b Ereignisse des Pion-Triggers. Während die Pionen die erwarteten Eigenschaften aufweisen, sieht man in den Elektron-Daten wenig von einer Linie bei p=E. Allerdings gibt Abb.38a ein vezerrtes Bild der Situation. Aus den Studien der Cerenkov-Spektren ist deutlich geworden, daß ein erheblicher Untergrund an Paaren und Pionen in den Elektron-Daten vorhanden ist. Die Pionen bevölkern das Gebiet oberhalb der p=E-Linie. Die Paare sind unterhalb der Linie zu finden, da nur eine Spur rekonstruiert und der Paarimpuls unterbestimmt wurde. Beide Klassen von Ereignissen sind dem Elektron-Band überlagert. Während man die Zahl der Paare eventuell aus Projektionen eines P-E-Bildes auf die Impulsachse abschätzen kann (siehe Abb.39), ist dies für den Anteil der Pionen nicht möglich. In keinem Bereich von Abb.38a sind die Pionen dominant vertreten, da hier nur der hochenergetische Schwanz der Pion-Verteilung auftritt. Es kann somit auch keine vernünftige Normalisation gefunden werden, um z.B. eine Subtraktionsmethode anzuwenden.

Die einzige Möglichkeit, ein unverfälschtes Bild zu bekommen, bieten Elektronen, die im h2h-Trigger enthalten sind. Für die Pion-Daten war im Trigger keine hohe Pulshöhe des Schauerzählers verlangt und auch keine Bedingung an den Cerenkov-Zähler gestellt. Es ist deshalb in den Pion-Daten auch nicht mit einer künstlichen, durch den Trigger beding-

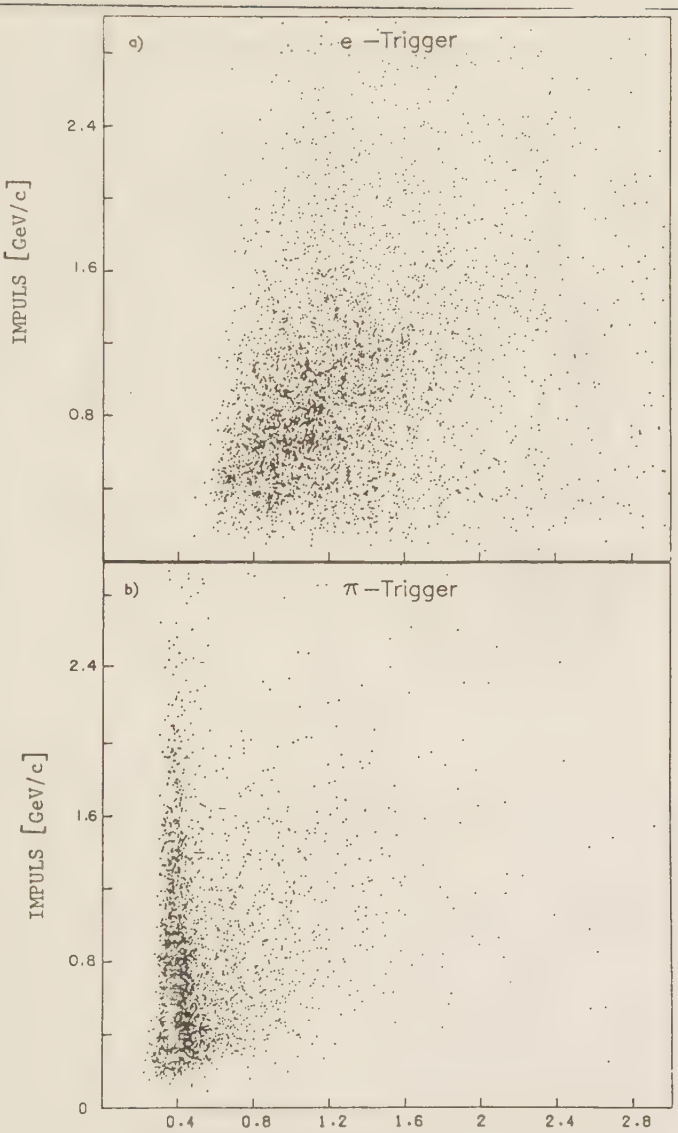


Abbildung 38

Korrelation Impuls/Energie im Schauerzähler für Elektronkandidaten und Pionen

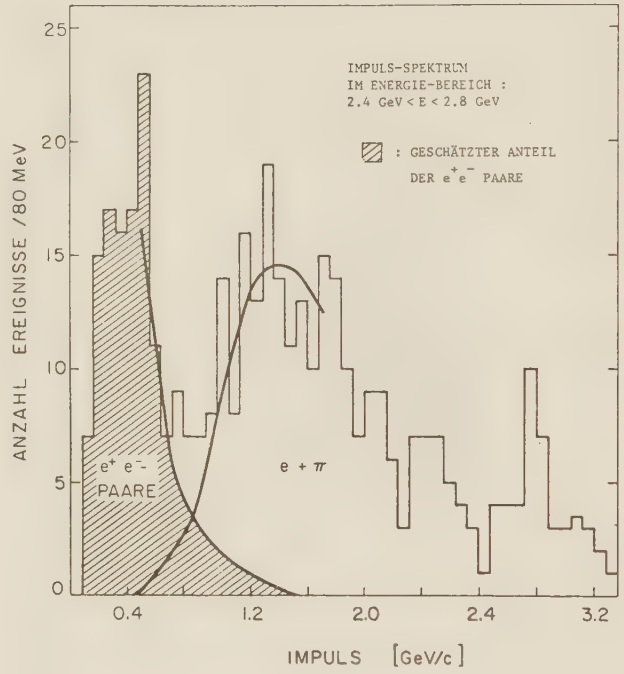


Abbildung 39
Impulsspektrum der Elektronkandidaten für E≃2.6 GeV

ten, Anreicherung von wechselwirkenden Pionen oder Paaren zu rechnen. Elektronen werden dabei einfach als Teilchen definiert, die einen Cerenkov-Puls auslösten; Pionen als Teilchen ohne Cerenkov-Puls. Natürlich sind mit einer derartig losen Definition die meisten der "Elektronen" tatsächlich Pionen. Wenn man jedoch für verschiedene Impulsbänder das "Elektron"-Spektrum mit dem der Pionen vergleicht, läßt sich eine Schulter bei hohen Energien erkennen. Diese Schulter stammt von echten Elektronen. Dagegen sind die Ereignisse bei ≃ 375 MeV missidentifizierte Pionen.

Indem man also das "Elektron"-Spektrum und das Pion-Spektrum bei 375 Mev aufeinander normalisiert und voneinander abzieht, bleibt das echte Elektron-Spektrum übrig.

In Abb.40a-d sind die normalisierten Spektren der "Elektronen" und Pionen sowie das Differenzspektrum für verschiedene Impulsbereiche abgebildet. Die durchgezogene Linie in den Differenzspektren ist ein theoretisches Spektrum, wie man es mit der gegebenen Impuls- und Energieauflösung erwartet. Die gute Übereinstimmung bestätigt aber nicht nur Konsistenz mit der CPS-Kalibration, sondern ermöglicht es auch sich ein Elektron-Band zu definieren, in dem alle Einzel-Elektronen enthalten sind.

5.1.4.4 Schnitt auf das Elektron-Band

Da nun bekannt ist, wie sich Elektronen in der Verteilung des Impulses gegen der Energie verhalten, besteht die nächste Aufgabe darin, ein Band zu finden in dem das Verhältnis von direkten Elektronen zum Untergrund maximal ist.

Um ein Elektron-Band zu definieren, wurden folgende Schnitte ausgewählt:

Schnitt 0 : Kein Schnitt: alle Elektron-Kandidaten.

Schnitt 1 : Schnitt entlang der Pionlinie. Schnitt entlang des Paarbereiches (vgl. Abb.39). Kein Verlust an einzelnen Elektronen.

Schnitt 2 : $\pm$ 2σ-Schnitt auf ein theoretisches Elektronband, dessen Bandbreite durch Impuls- und Energie-Auflösung gegeben ist. Verlust an einzelnen Elektronen : $\approx$6%.

Schnitt 3 : $\pm$ 1σ-Schnitt auf theoretisches Elektronband. Verlust an einzelnen Elektronen : $\approx$32%.

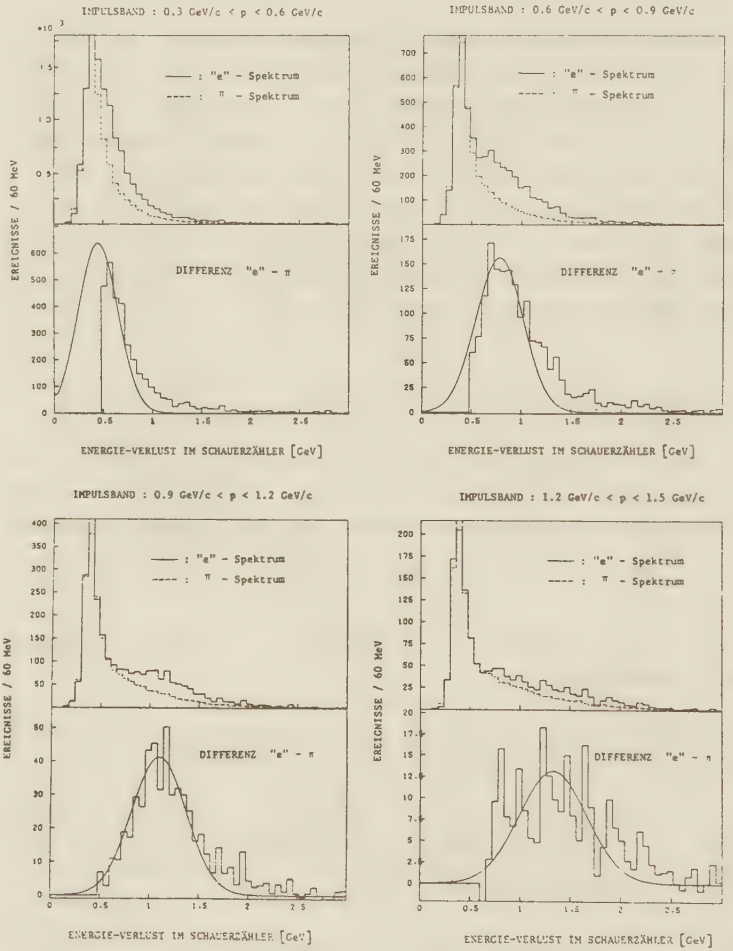


Abbildung 40

Elektronen im h2h-Trigger

Zur weiteren Paar-Unterdrückung wurde bei allen Schnitten noch zusätzlich verlangt, daß der Impuls der Teilchen über der Triggerschwelle des Schauerzählers liegen mußte.

Die besprochenen Schnitte wirken unterschiedlich auf direkte Elektronen und die tatsächlich beobachteten Elektron-Kandidaten. Das ist in Abb.41 dargestellt. Als weitere Entscheidungshilfe zur Auswahl eines günstigen Schnitts ist zusätzlich die Zahl der Elektron-Kandidaten angegeben, die die Schnitte passieren konnten (Schnitt 0 entspricht 100%). Das Verhältnis von Signal zu Untergrund steigt nur sehr langsam in Richtung der restriktiveren Schnitte an, denn die Veringerung des Untergrunds wird zum größten Teil vom Verlust an direkten Elektronen kompensiert. Die Zahl der Elektron-Kandidaten sinkt jedoch schnell ab. Als Kompromiß wurde ein Elektron-Band gewählt, das zwischen Schnitt 1 und Schnitt 2 liegt. Das Band ist weit genug, um weniger als 3% der direkten Elektronen zu verlieren und behält ca. 90% der Elektron-Kandidaten.

Abb.42 zeigt ein p-E-Graph der Ereignisse, deren Impuls über der Trigger-Schwelle liegt (Schnitt 0), zusammen mit dem endgültigen Schnitt.

Aus früheren Experimenten ist das Verhältnis direkter Elektronen zu geladenen Pionen bekannt [33]. In dem Impuls- und Winkelbereich des Schauerzählers betrug der Mittelwert dieser Messung $e/\pi \simeq 2 \cdot 10^{-4}$. Es bietet sich an aus den Daten dieses Experimentes ein e/π-Verhältnis auszurechnen und mit dem alten Wert zu vergleichen. Das e/π - Verhältnis wurde nach der Formel

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\text{Zahl der } e}{\text{Zahl der } \pi} \cdot \frac{\int L dt\ \pi}{\int L dt\ e} \cdot \frac{\varepsilon\pi}{\varepsilon e} \qquad (5.3)$$

wobei $\int L dt_e$: integrierte Luminosität des e-Triggers
$\int L dt_\pi$: integrierte Luminosität des π-Triggers
$\varepsilon e, \varepsilon\pi$: Nachweiswahrscheinlichkeiten für e und π

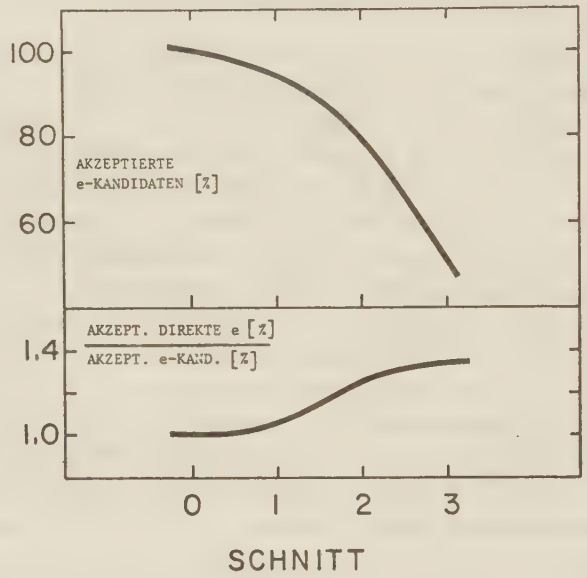


Abbildung 41
Anteile an direkten Elektronen

ausgerechnet. Für die relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Pionen ($\varepsilon\pi/\varepsilon e$) wurde nur der Cerenkov-Schnitt berücksichtigt.

Das experimentelle e/π-Verhältnis dieses Experimentes betrug $e/\pi \simeq 2 \cdot 10^{-3}$. Die nach allen Schnitten auf Trigger-Zähler, Cerenkov-Zähler und Schauerzähler gebliebenen Elektron-Kandidaten waren also nur zu ≃10% direkt und können eventuell etwas mit Zerfällen von Charmteilchen zu tun haben. Ein weiteres Resultat der Rechnung ergab, daß für Impulse von mehr als 2 GeV/c die Elektron-Kandidaten praktisch alle missidentifizierte Pionen waren.

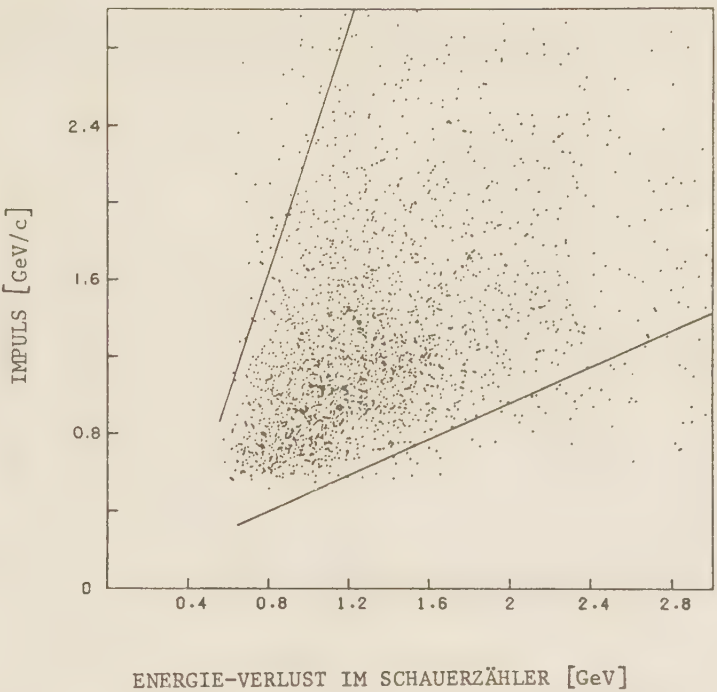


Abbildung 42

Korrelation Impuls/Energie im Schauerzähler zusammen mit dem Schnitt auf das Elektron-Band

5.2 TEILCHENIDENTIFIKATION IM FA

Die Schwellenimpulse (p_{th}) von Pionen, Kaonen und Protonen des FA-Cerenkovs betrugen 2.6, 9.3 und 17.7 GeV/c. In Abb.43 ist der Zusammenhang zwischen der Pulshöhe und dem Impuls für positive Teilchen dargestellt. Der Vergleich mit der erwarteten Lichtausbeute (siehe Abb.22) zeigt unmittelbar die klare Separation von Pionen und Protonen. Auch ein Kaon-Band ist, allerdings weniger deutlich, sichtbar.

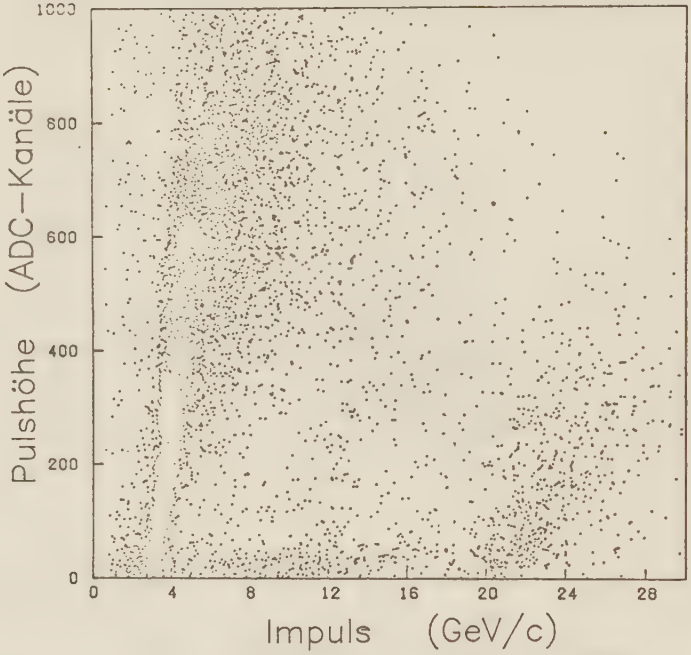


Abbildung 43

Korrelation zwischen Pulshöhe und Impuls des FA-Cerenkovs

Die folgenden Überlegungen führten zu einer quantitativen Analyse des Sachverhalts. Die von einem Teilchen über der Cerenkov-Schwelle ausgelöste Zahl der Photonen hängt mit ihrem Impuls über die Beziehung

$$n\gamma \sim 1 - \left(\frac{p_{th}}{p}\right)^2 \qquad (5.4)$$

zusammen. Durch Lichtverluste im Spiegelsystem bzw. Quantenwirksamkeit der Photoröhre usw., löst zwar nicht jedes Photon ein Photo-Elektron aus, aber man kann doch einen linearen Zusammenhang der Form

$$\langle n_{pe} \rangle = A \cdot n\gamma \qquad (5.5)$$

für die mittlere Zahl der Photoelektronen $\langle n_{pe} \rangle$ erwarten. Der Koeffizient A kann aus der Pulshöhen-Verteilung von Pionen bei festem Impuls gewonnen werden. Unter der Annahme einer Poisson-Statistik ist $\langle n_{pe} \rangle$ einfach gegeben durch

$$\langle n_{pe} \rangle = \left(\frac{x}{\sigma}\right)^2 \qquad (5.6)$$

wobei x = mittlere Pulshöhe
σ= Standartabweichung der Verteilung

Die Kombination von Gleichung (5.4) und Gleichung (5.5) ergibt

$$\langle n_{pe} \rangle = A \cdot \left(1 - \left(\frac{p_{th}}{p}\right)^2\right) \qquad (5.7)$$

und damit die Anzahl der erwarteten Photoelektronen (oder der Pulshöhe) als Funktion des Teilchenimpulses. Da gleichzeitig Impuls und Pulshöhe gemessen werden, ist es nun möglich die Wahrscheinlichkeit dafür anzugeben, daß die gemessene Zahl der Photoelektronen von einer Poisson-Verteilung mit dem Mittel $\langle n_{pe} \rangle$ stammt. Für jedes Teilchen, das den FA durchquerte, wurden nach dieser Methode die Pion-,Kaon- und Proton-Hypothesen getestet.

In der Analyse wurden Teilchen als Pionen bezeichnet, wenn die Pion-Hypothese eine Wahrscheinlichkeit von mehr als 80 % hatte. Dadurch wurden weniger als 1 % der Pionen missidentifiziert. Teilchen, die nicht positiv als π^- identifiziert wurden, wurden K^- genannt und alle Teilchen, die nicht als π^+ identifiziert werden konnten, wurden als Protonen bezeichnet. Sollten K^+ und $\bar{p}$ von Pionen unterschieden werden, wurde sinngemäß entsprechend vorgegangen. Der Verzicht auf positive Identifikation der p und K hatte zwar zur Folge, daß K^- von $\bar{p}$ und K^+ von p nicht getrennt werden konnten, verwarfen aber keine Kaonen oder Protonen. Im Hinblick auf die zu erwartende geringe Statistik wurde diese Methode als vorteilhaft angesehen.

5.3 IMPULSKALIBRATION DES DETEKTORS

Schon relativ geringe Fehler bei der Messung des Magnetfeldes führen zu einer falschen Bestimmung der Impulse und können bei der Berechnung der invarianten Masse eines Teilchensystems zu systematischen Fehlern von einigen MeV/c^2 führen. Fehler dieser Art können jedoch behoben werden, indem man die Masse bekannter Teilchen mißt und das Feld solange ändert, bis sie mit dem Tabellenwert übereinstimmt.

Im LSM und FA bot sich dafür das K^0_S an, das zu ≈69 % in $\pi^+ \pi^-$ zerfällt und mit genügender Statistik nachgewiesen werden konnte. Die invariante Masse des K^0 reagiert wegen des hohen Q-Werts des Zerfalls sehr empfindlich auf Fehler bei der Impulsmessung. In Abb.44a ist am Beispiel des LSM die invariante-Massen-Verteilung von $\pi^+ \pi^-$ Kombinationen mit einer Polynom-Anpassung des Untergrundes gezeigt. In Abb.44d ist der Untergrund subtrahiert und der Fit der Gaussverteilung bestimmt die Masse des K^0.

Nun wurde das Feld von seinem Ausgangswert B_0 um einen Faktor F geändert ($0.90 < F < 1.10$) und die veränderte Position des Signals gemessen. Das Resultat der Messung für den Fall, daß beide der Pionen durch den LSM fliegen, ist in Abb.45a angegeben. Es stellte sich heraus, daß eine Korrek-

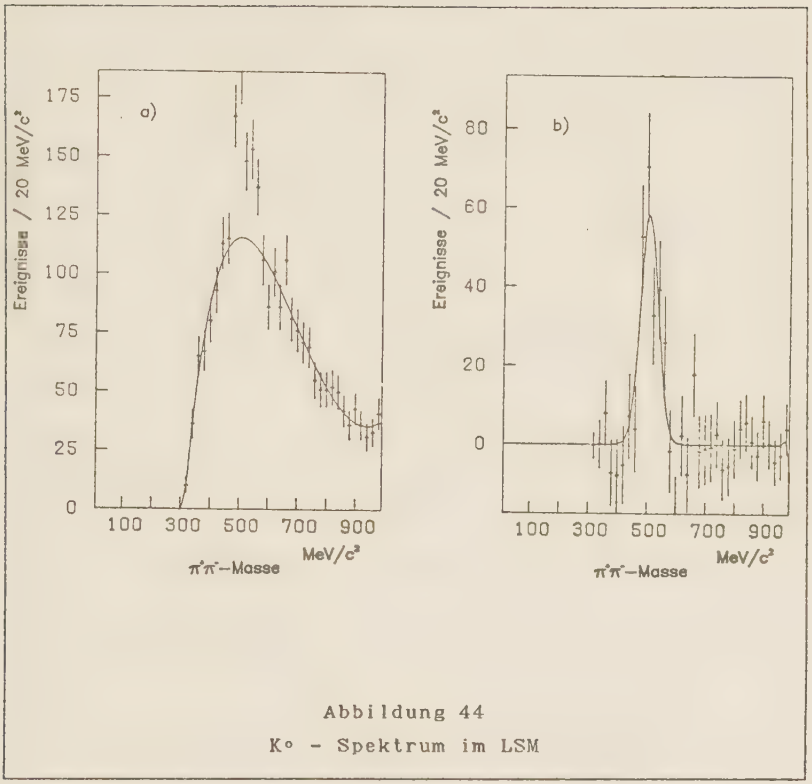


Abbildung 44
K° - Spektrum im LSM

tur des Feldes um -1.5 % nötig war, um die K°-Masse auf den richtigen Wert von 497.7 MeV/c² zu schieben. Die gleiche Prozedur, durchgeführt für den FA allein, ergab eine Korrektur von +3.0 %, wie Abb.45b zeigt. Eine erneute Messung des Feldes mit Hall-Sonden am Ende des Experimentes bestätigte diesen Faktor.

Eine weitere Überprüfung der Magnetfelder wurde mit K°-Zerfällen vorgenommen, bei denen das eine π im LSM und das andere π im FA zu finden war. Sie bestätigte die Richtigkeit der oben beschriebenen Korrekturen.

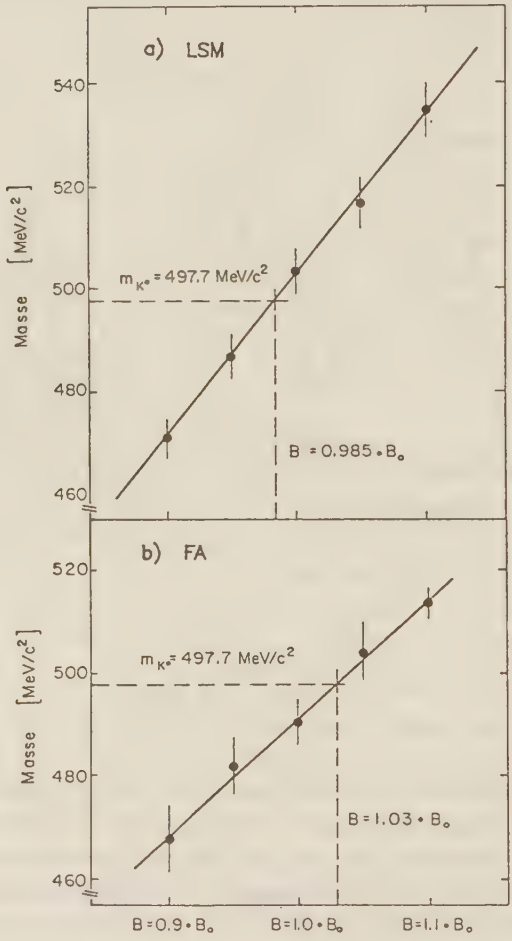


Abbildung 45

Impulskalibration mit dem K°-Zerfall

5.4 MASSENAUFLÖSUNG DES DETEKTORS

Die Quantenzahl Charm wird von der starken- und elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten. Die leichtesten Charmteilchen können daher nur schwach zerfallen und haben eine relativ lange Lebensdauer. Dies führt zu extrem kleinen natürlichen Breiten der Resonanzen ($e^+ e^-$ - Experimente geben eine Grenze von $\Gamma(D) < 2$ MeV [34]), und bedeutet, daß die experimentell gemessene Breite nur von der Massenauflösung des Detektors bestimmt ist.

Die Kenntnis der Auflösung ist nun wichtig, wenn nach Resonanzen in Massenspektren gesucht wird:

— Wählt man die Histogramm-Intervalle zu klein gegenüber der Auflösung, kann ein Signal bei geringer Statistik nur schwer erkannt werden. Auch wird man leicht dazu verführt, eine statistische Fluktuation in einem Intervall fälschlicherweise als Resonanz zu identifizieren.

— Sind andererseits die Intervalle zu groß gewählt, geht eine schmale Struktur im Untergrund verloren.

Die Berücksichtigung der beiden Punkte führt, bei geringer Statistik, zu einer optimalen Intervallbreite von $\simeq 1\sigma$ der erwarteten Auflösung. Bei dieser Wahl muß ein Signal in wenigstens zwei benachbarten Kanälen auftreten.

Zur Massenauflösung tragen die Fehler der Winkelmessung und der Impulsmessung bei. Sie werden in Anhang A ausführlich diskutiert und sind in Tabelle 5 zusammengefaßt. Zu dem Fehler der Winkelmessung ist noch anzumerken, daß es sich dabei um zwei unabhängige Fluktuationen in den zu einander senkrechten Richtingen $d\Theta$ und $\sin(\Theta)d\Phi$ mit der gleichen Varianz σ handelt, so daß

$$\Delta\Theta = \sigma \quad \text{und} \quad \Delta\Phi = \sigma/\sin(\Theta)$$

Tabelle 5

Beiträge zur Massenauflosung

Meßfehler im LSM

Winkelmessung:

$$\Delta\Theta = \sqrt{\left(\frac{2.12}{p\cdot\sqrt{\sin\Theta}}\right)^2 + \left(\frac{2.60}{p\cdot\sqrt{\cos\Theta}}\right)^2 + \left(1.1\cdot\cos^2\Theta\right)^2}$$

Vielfachstreuung in Vakuumkammer + Triggerzähler — Auflösung der Kammern

Impulsmessung:

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.26\cdot\sin\Theta\cdot\sqrt{p^2\cdot\cos\Theta + 0.12/\cos\Theta}$$

Vielfachstreuung — Meßfehler

Messfehler im FA

Winkelmessung:

$$\Delta\Theta = \sqrt{\left(\frac{1.75}{p\cdot\sqrt{\sin\Theta}}\right)^2 + \left(\frac{2.09}{p\cdot\sqrt{\cos\Theta}}\right)^2 + \left(1.1\cdot\cos^2\Theta\right)^2}$$

Vielfachstreuung in Vakuumkammer + Triggerzähler — Auflösung der Kammern

Impulsmessung:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(0.007\cdot p)^2 + (0.002\cdot p)^2}$$

Vielfachstreuung — Meßfehler

Um die Massenauflösung für einen bestimmten Zerfall zu berechnen, wurde eine Methode gewählt, die sich auf die

tatsächlich beobachtete kinematische Verteilung der Teilchen im Apparat stützte. Als Startpunkt werden Ereignisse genommen, deren berechnete invariante Massen im Bereich der Resonanz liegen. Das Quadrat einer invarianten Masse berechnet sich nach

$$(Mc^2)^2 = (\sum_{i}^{N} \underline{p}_i)^2 = (\sum_{i}^{N} E_i)^2 - (\sum_{i}^{N} p_i c)^2 \qquad (5.\ 8)$$

wobei
- N : Anzahl der Teichen des Endzustands
- $\underline{p}_i$: 4-Impuls von Teilchen i
- E_i : Energie von Teilchen i
- p_i : 3-Impuls von Teichen i ist.

etwas umgeformt lautet die Gleichung

$$(Mc^2)^2 = \sum (m_i c^2)^2 + \sum_{j \neq k} \sum (E_j E_k - p_j c\ p_k c) \qquad (5.\ 9)$$

mit $p_j p_k = |p_j| \cdot |p_k| \cdot (\cos\Theta_j \cos\Theta_k + \sin\Theta_j \sin\Theta_k \cos(\Phi_j - \Phi_k))$

Der Fehler in der Masse ΔM ergibt sich aus der Anwendung der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung :

$$\Delta M^2 = \sum^{N} (\frac{dM}{dp_i})^2 \cdot \Delta p_i^2 + (\frac{dM}{d\Theta_i})^2 \cdot \Delta\Theta_i^2 + (\frac{dM}{d\Phi_i})^2 \cdot \Delta\Phi_i^2 \qquad (5.\ 10)$$

Alle Größen von (5.10) sind bei bekannten Richtungen und Impulsen berechenbar und es kann für jedes Ereignis ein ΔM bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der wahren Masse des Ereignisses ist eine Gauß-Kurve der Breite ΔM um die gemessene Masse. Wenn man nun die Gauß-Verteilungen für jedes einzelne Ereignis addiert, erhält man die Massenauflösungskurve des Spektrometers. Die Verteilung ist allerdings oft nicht mehr gaußisch, da Ereignisse mit hohen ΔM (= Gaußkurven mit hohem σ) zu weiten Flügeln führen.

Die Methode wurde am Beispiel des K°-Zerfalls getestet. Es wurde dazu die Zerfallskonfiguration gewählt, in der eines der Pionen den FA und das andere den LSM durchquerte. Das hatte den Vorteil, daß beide Spektrometer gleichzeitig geprüft wurden. Abb.46 stellt die erwartete Verteilung der Masse dem gemessenen K°-Signal (der Untergrund ist schon abgezogen) gegenüber. Die Übereinstimmung der Verteilungen ist mit einem χ^2 von 1.9 bei 3 Freiheitsgraden sehr gut.

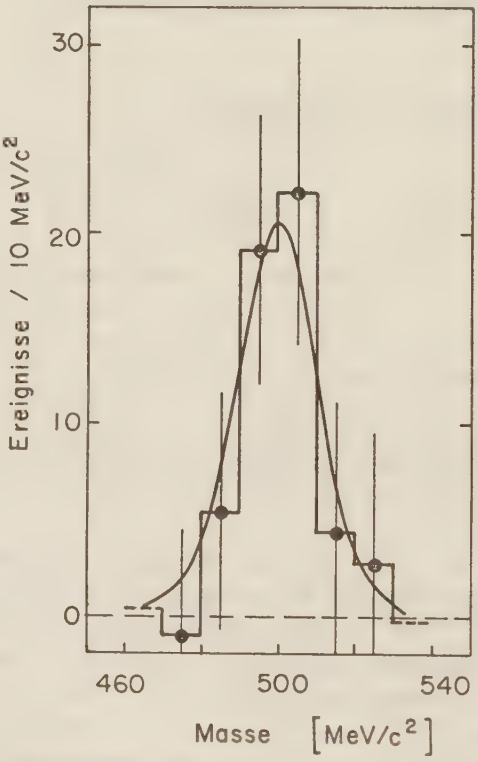


Abbildung 46
Massenauflösung des K°

Auf diese Weise wurde die zu erwartende Massenauflösung für eine Reihe von D- und Λ_c- Zerfällen berechnet. Bei den D-Zerfällen wurde wie auch später in der Analyse (vgl. Kapitel 6) verlangt, daß das Kaon den FA durchquerte; im Fall des Λ_c mußte sich das Proton im FA befinden. Die Tabelle 6 gibt die Resultate der Rechnungen wieder.

Tabelle 6
Massenauflösung des Detektors

Zerfall	ΔM [MeV/c²]
$D^\circ \longrightarrow K^-\pi^+$	80 (xx)
$D^\circ \longrightarrow K^+\pi^-$	
$D^+ \longrightarrow K^-\pi^+\pi^+$	25 (xx)
$D^- \longrightarrow K^+\pi^-\pi^-$	
$\Lambda_c \longrightarrow K^-p\pi^+$	23
$\overline{\Lambda}_c \longrightarrow K^+\bar{p}\pi^-$	

(xx) : weite Flügel in der ΔM-Verteilung

5.5 BESTIMMUNG DES VERTEX

Alle Spuren vom Zerfall eines $C\bar{C}$-Paares in den hier betrachteten Zerfallskanälen kommen vom Ort der pp-Wechselwirkung. Er wird als Ereignisvertex bezeichnet. Durch die Fehler in der Messung der Spurparameter kann der Vertex jedoch nicht genau rekonstruiert werden. Er wird durch den Ort angenähert, für den die Summe der Abstände zu den Spuren minimal ist. Der mittlere Abstand der Spuren zum Vertex kann dann dazu benutzt werden, den Untergrund von zufälligen Spur-Kombinationen abzutrennen.

Mit dem Elektron, das den Trigger auslöste, müssen noch 3 weitere Teilchen zur Bildung des Vertex hinzugenommen werden. Eines davon soll im FA gefunden werden. Die Verteilung des mittleren Abstandes d zum Vertex solcher Ereig-

nisse zeigt Abb.47. Der Schnitt zur Abtrennung des Untergrundes wurde in den Bereich gelegt, in dem die Verteilung abflacht. Ereignisse mit d > 25 mm wurden verworfen. Eine Monte-Carlo Rechnung, welche die in Tabelle 5) gegebenen Werte für die Meßfehler benutzte, ergab, daß 99% aller wahren 4-Spur-Ereignisse diesen Schnitt passieren.

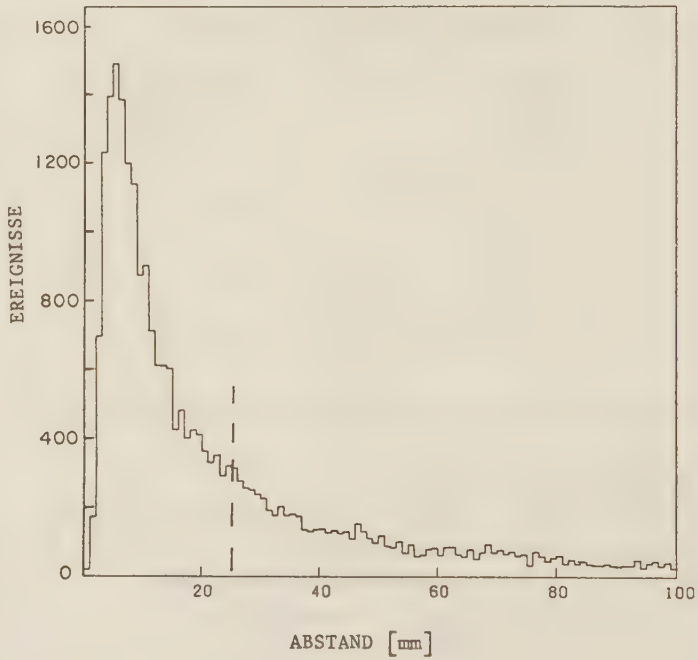


Abbildung 47
Mittlerer Abstand der Spuren zum Vertex

Kapitel 6
ANALYSE DER MASSENSPEKTREN

Das Ziel des Experimentes war Charm-Produktionen in pp-Wechselwirkungen über ihre hadronischen Zerfallskanäle in Koinzidenz mit direkten Elektronen zu studieren. Das hadronisch zerfallende Charmteilchen sollte durch eine Anhäufung von Ereignissen an der jeweiligen Massen-Position im Spektrum identifiziert werden.

Die am häufigsten auftretenden Zerfälle können z.B. aus Ref[35] entnommen werden und sind in Tabelle 7 noch einmal aufgeführt.[8]

Aufgrund der Zerfallscharakteristiken und den Eigenschaften des Detektors eigneten sich jedoch nur zwei Zerfallskanäle zur näheren Untersuchung. Die Gründe dafür sind:

(1) Der dominierende Teil der D-Zerfälle hat ein K° zusammen mit anderen Teilchen im Endzustand. Die K° werden aber zu 50% als K_S^0 und K_L^0 erzeugt und nur das K_S^0 kann über seinen $\pi^+\pi^-$ Zerfall erkannt werden, der ein Verzweigungsverhältnis von ≃69% aufweist. Wie weiter oben gezeigt wurde, können die K° vom Detektor zwar einwandfrei identifiziert werden, eine Abschätzung zeigt jedoch, daß in den gesamten Daten des e2h-Triggers nach den Schnitten auf die Einzelelektronen maximal 1000 K° zu erwarten sind. Da sie zur Bildung eines D's noch mit weiteren Teilchen kombiniert werden müssen, führt das (unter Berücksichtigung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und der Multiplizitätsbedingung des Triggers) mithin zu einer viel zu kleinen Zahl von möglichen D-Kanditaten.

(2) Zerfälle von Λ_c's und D's mit mehr als drei Teilchen im Endzustand lassen, wieder wegen der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und der kleinen Multiplizität, keine

---

[8] Die mit (xx) bezeichneten Verzweigungsverhältnisse sind neuere Mittelwerte aus Ref[34].

Tabelle 7
Wichtigste Zerfallskanäle von Λ_c und D

Zerfall	Verzweigunsverhältnis [%]
$\Lambda_c \rightarrow K^- p \pi^+$	2.2 ± 1.0
$D^+ \rightarrow K^\circ \pi^+$	1.5 ± 1.0
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ (xx)	4.6 ± 1.1
$D^+ \rightarrow K^\circ + X$	39 ± 29
$D^\circ \rightarrow K^- \pi^+$	1.8 ± 0.5
$D^\circ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^\circ$	12 ± 6
$D^\circ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	3.5 ± 0.9
$D^\circ \rightarrow K^\circ + X$	57 ± 26
$(D^+, D^\circ) \rightarrow e^+ \ldots$ (xx)	8.0 ± 1.1

Die Verzweigungsverhältnisse der Anti-Teilchen sind wegen der CPT-Erhaltung gleich.

statistisch sinnvollen Ergebnisse erwarten. Zu ihrer Untersuchung hätte eine höhere Multiplizität im Trigger gefordert werden müssen.

(3) Zerfälle mit π°'s können vom Detektor nicht gemessen werden, da keine γ-Identifikation zur Verfügung stand.

(4) Eine Messung des D-Zerfalls über den $K^-\pi^+$-Kanal wird durch das kleine Verzweigungsverhältnis von $\simeq$ 1.8% und der für diesen Fall schlechten Massenauflösung ($\Delta M \simeq 80 MeV/c^2$) des Detektors (vgl. Abschnitt 5.4) erschwert.

Mit einer gewissen Aussicht auf Erfolg bleiben somit nur die Reaktionen

$$\Lambda_c \longrightarrow K^- p \pi^+ \quad , \quad \overline{\Lambda}_c \longrightarrow K^+ \bar{p} \pi^-$$

und

$$D^+ \longrightarrow K^-\pi^+\pi^+ \quad , \quad D^- \longrightarrow K^+\pi^-\pi^-$$

übrig. Die Analyse ihrer Massenspektren soll in den nächsten Abschnitten behandelt werden.

6.1 ANALYSE DER CHARM-BARYON-ZERFÄLLE

Wegen der Auswahlregeln $\Delta S=\Delta Q=\Delta C$ können Cabibbo-erlaubte Zerfälle des Λ_c in $Kp\pi$ nur in den Kombinationen

$$\bar{C} \longrightarrow e^- \ldots \; , \; \Lambda_c \longrightarrow K^- p \pi^+$$

und

$$C \longrightarrow e^+ \ldots \; , \; \bar{\Lambda}_c \longrightarrow K^+ \bar{p} \pi^-$$

auftreten. Das triggernde Elektron muß immer die gleiche Ladung wie das Kaon besitzen.

Die Analyse zur Auswahl solcher Ereignisse war in vier Schritte aufgeteilt:

(1) Zur Selektion der Einzelelektronen wurden alle im Kapitel 5.1 besprochenen Schnitte auf die Daten angewendet und nach Elektronen und Positronen sortiert. Ihr Impuls durfte nicht größer als 2.0 GeV/c sein.

(2) Ereignisse mit weniger als drei Spuren in der gewünschten Ladungskonfiguration wurden verworfen.

(3) Die Kombinationen der Spuren mußten mit dem Elektron einen guten Vertex bilden (vgl.Kapitel 5.5).

(4) War der Vertex gefunden, wurden den Spuren je nach ihrer Ladung willkürlich Pion-, Kaon- oder Proton-Massen zugeordnet und ihre invariante Masse berechnet.

Es versteht sich, daß mit dieser Methode falsche Zuordnungen der Massen auftreten können. Waren in einem Ereignis

mehr als drei Spuren rekonstruiert worden, sind auch falsche Kombinationen von Spuren möglich. In diesen Fällen spricht man von einem kombinatorischen Untergrund, der bei dieser Art von Analyse nicht vermeidbar ist.

6.1.1 Λ_c-Massenspektren : e⁻-Trigger

In einem ersten Durchgang wurde versucht, den $K^-p\pi^+$-Zerfall des Λ_c ohne jegliche Teilchenidentifikation zu isolieren. Es wurden nach der oben beschriebenen Methode alle möglichen Kombinationen der Spuren gebildet. Die Zahl der Kombinationen pro 20 MeV/c² ist in Abb.48 wiedergegeben. Im Bereich der Λ_c-Masse, die von dem gleichen Detektor zu 2262±10 MeV/c² gemessen wurde [36,37], ist keine signifikante Anhäufung bemerkbar. Eine mögliche Struktur wurde durch die hohe Zahl falscher Kombinationen überdeckt.

Der FA, der durch seine Cerenkov-Zähler die Separation von π,K und p erlaubte, bot sich nun an, den kombinatorischen Untergrund zu vermindern. Es wurde verlangt, daß eines der positiven Teilchen den FA durchquerte und seine Cerenkov-Pulshöhe vereinbar mit einem Proton war (vgl. Kapitel 5.2). Auch die Cerenkov-Zähler des LSM wurden eingesetzt, um den Untergrund von γ-Konversionen zu unterdrücken. Diese verfeinerte Analysetechnik hatte eine drastische Reduzierung der Zahl der Kombinationen zur Folge und führte zu dem Massenspektrum von Abb.49. Eine Polynom-Anpassung des Untergrundes, bei der der Bereich zwischen 2190 MeV/c² < M < 2310 MeV/c² für den Fit nicht mitbenutzt wurde, macht eine Anhäufung von Ereignissen im Bereich der Λ_c-Masse deutlich. Ihre statistische Signifikanz liegt bei $\simeq 3\sigma$ über dem berechneten Untergrund.[9]

Die meisten der Elektronen von Charm-Zerfällen sind niederenergetisch mit Impulsen von weniger als $\simeq$ 1 GeV/c. Deshalb ist zu erwarten, daß das Signal klarer hervortritt, wenn der Impuls der Elektronen limitiert wird. Das ist in

[9] Man kann einwenden, daß auch bei M≃2340 GeV/c² und M≃2430 MeV/c² Anhäufungen zu bemerken sind. Wegen ihrer geringeren Signifikanzen (≃1.5σ) sind sie jedoch leichter als statistische Fluktuationen interpretierbar.

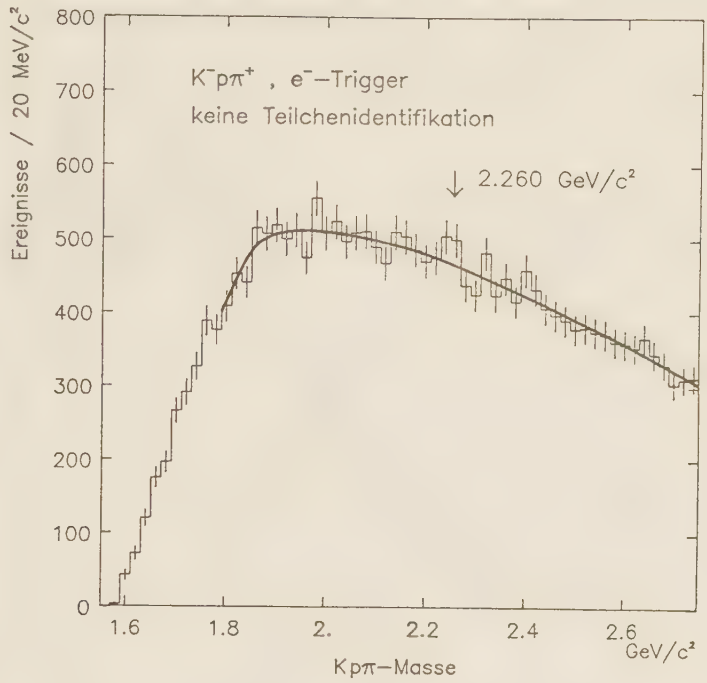


Abbildung 48

K⁻pπ⁺ Massenspektrum des e⁻-Triggers ohne Teilchenidentifikation

Abb.50 gezeigt.

Zur Kontrolle, daß das Signal tatsächlich nur mit der erlaubten Ladung der Elektronen auftritt und auch nicht von kinematischen Reflektionen bei der Bildung der Massen erzeugt wird, wurden zwei weitere Kontroll-Reaktionen betrachtet. Als erster Test wurden die K⁻pπ⁺-Kombinationen genommen, die zusammen mit einem Positron als Trigger gebildet werden konnten. Hier durfte sich an der Stelle des Λ_c keine Anhäufung ergeben. Im Massenspektrum dieser Ereig-

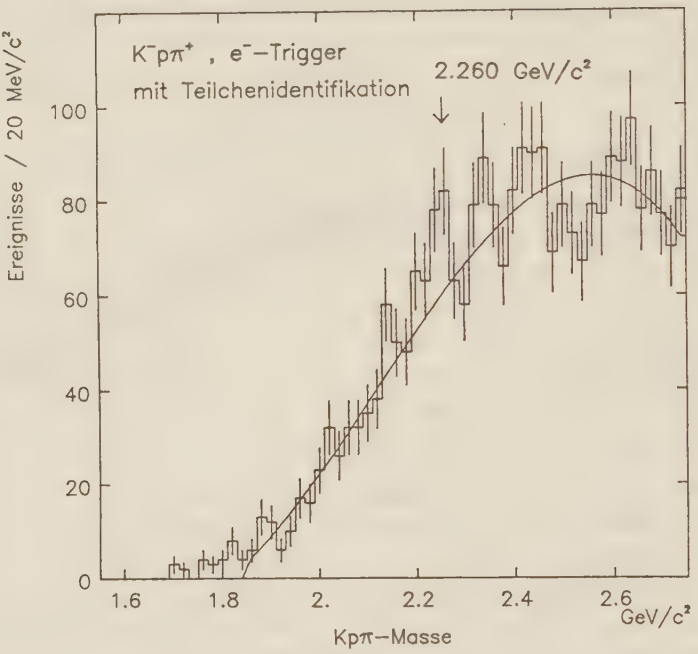


Abbildung 49

K⁻pπ⁺ Massenspektrum des e⁻-Triggers mit Teilchenidentifikation

nisse (Abb.51a) zeigte sich dann auch keine signifikante Struktur in dem Bereich. Um sicherzustellen, daß die Elektronen für das Auftreten des Λ_c verantwortlich sind, wurden für Abb.51b negative Pionen des h2h-Triggers anstatt der Elektronen selektiert. Wiederum wurde keine Häufung bei 2260 GeV/c² festgestellt.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Breite des Signals. Wie schon erwähnt, ist sie allein von der Auflösung des Detektors bestimmt. Abb.52 zeigt einen Ausschnitt von

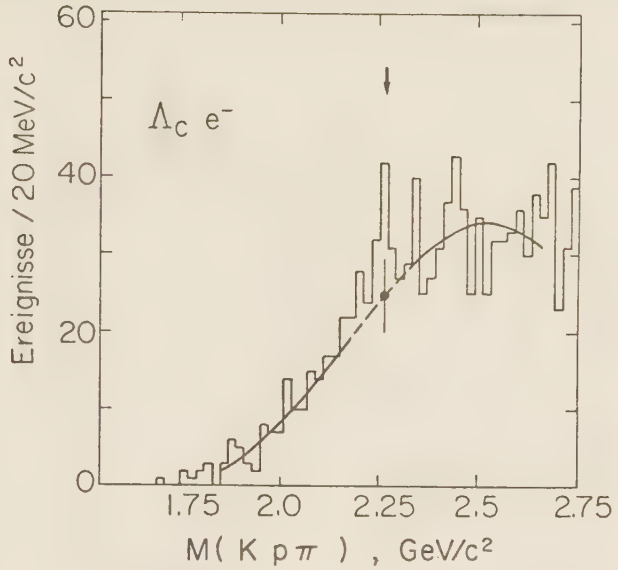


Abbildung 50

K-pπ+ Massenspektrum des e⁻-Triggers mit Teilchenidentifikation

Maximaler Elektronimpuls: 1 GeV/c

Abb.50 nach der Subtraktion des Untergrundes. Die durchgezogene Linie ist die erwartete Massenauflösung für diesen Zerfall. Ein χ^2 von 1.4 bei 2 Freiheitsgraden bestätigt, daß die Breite des Signals ohne weiteres mit der Massenauflösungskurve verträglich ist.

Alles in allem gesehen ist es also möglich, das Signal als Produktion des Λ_c anzusehen. Die statistische Wahrscheinlichkeit dafür ist größer als 99% (3σ).

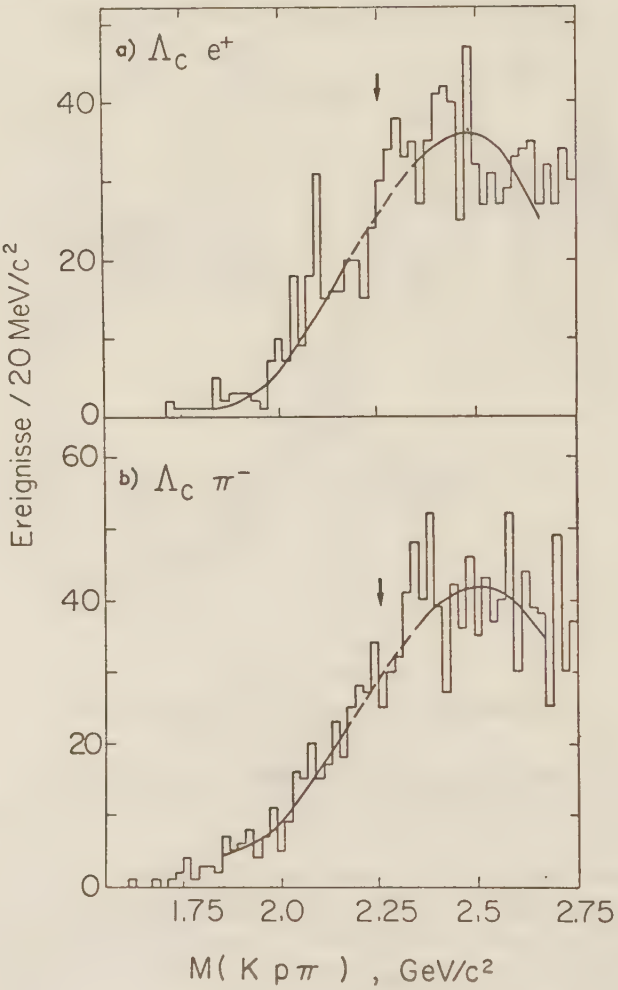


Abbildung 51

K⁻pπ^+ Massenspektren mit e^{+-} und π^{--}Trigger

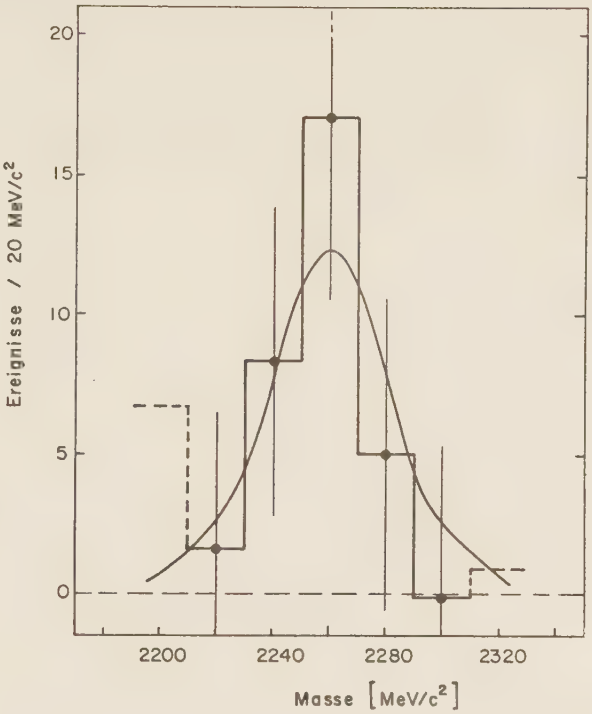


Abbildung 52
Breite des Λ_c-Signals

6.1.2 $\bar{\Lambda}_c$-Massenspektren : e^+-Trigger

Die Analyse des $K^+\bar{p}\pi^-$-Spektrums wurde in analoger Weise zum Fall des Λ_c's durchgeführt. Das von allen Schnitten akzeptierte Positron (mit einem Impuls von < 2 GeV/c) mußte mit den anderen drei Spuren einen guten Vertex bilden und das Anti-Proton durch den FA identifiziert worden sein. Die restlichen Schnitte waren identisch mit denen der $K^-p\pi^+$-Analyse und führten zu dem Massenspektrum von Abb.53a.

Wieder ergab sich im Bereich des $\bar{\Lambda}_c$ eine scharfe, allerdings weniger signifikante ($\approx 2\sigma$), Spitze, deren Masse mit dem im Λ_c-Kanal gefundenen Wert verträglich ist.

Die Kontroll-Reaktionen von $K^+\bar{p}\pi^-$-Kombinationen mit einem e^--Trigger (Abb.53b) und einem π^+-Trigger (Abb.53c) ergaben keine Anzeichen einer $\bar{\Lambda}_c$-Produktion oder von systematischen Fehlern.

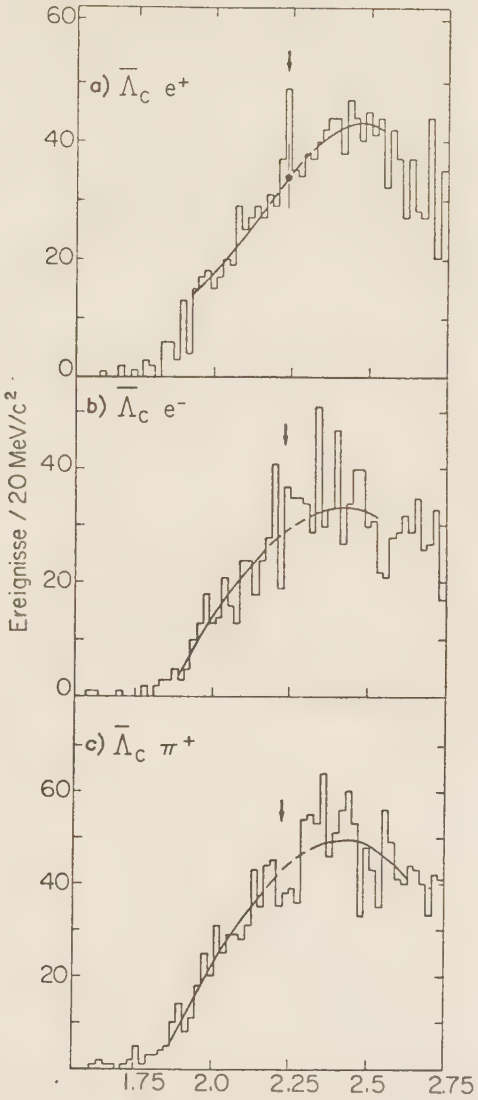


Abbildung 53

$K^+\bar{p}\pi^-$-Massenspektren

6.2 ANALYSE DER CHARM-MESON-ZERFÄLLE

Bei der Analyse der D-Zerfälle wurden ähnliche Auswahlkriterien wie bei den Baryon-Zerfällen benutzt:

(1) Die Elektronen (Positronen) mußten allen Schnitten der Selektion der Einzelelektronen genügen. Ihr Impuls war auf maximal 2 GeV/c beschränkt.
(2) Das Elektron und die anderen Spuren, denen die Pion-und-Kaon-Massen zugeordnet waren, mußten einen guten Vertex bilden.
(3) Das K^- des D^+-Zerfalls (bzw. K^+ des D^-) mußte sich im FA befinden und von den Cerenkov-Zählern identifiziert worden sein.

Die damit erhaltenen Massenspektren zeigten weder im Kanal D^+ (mit e^-) noch im Kanal D^- (mit e^+) eine signifikante Häufung von Ereignissen im Bereich der D-Masse. In Abb.54a ist das D^+-Spektrum und in Abb.54b das D^--Spektrum gezeigt. Bei der Anpassung des Untergrundes wurde der Bereich $1780\ \mathrm{MeV/c^2} < M < 1980\ \mathrm{MeV/c^2}$ im Fit nicht mitverwendet. Ebenfalls eingezeichnet sind die $\pm 2\sigma$-Grenzen der Massenauflösung für diesen Kanal.

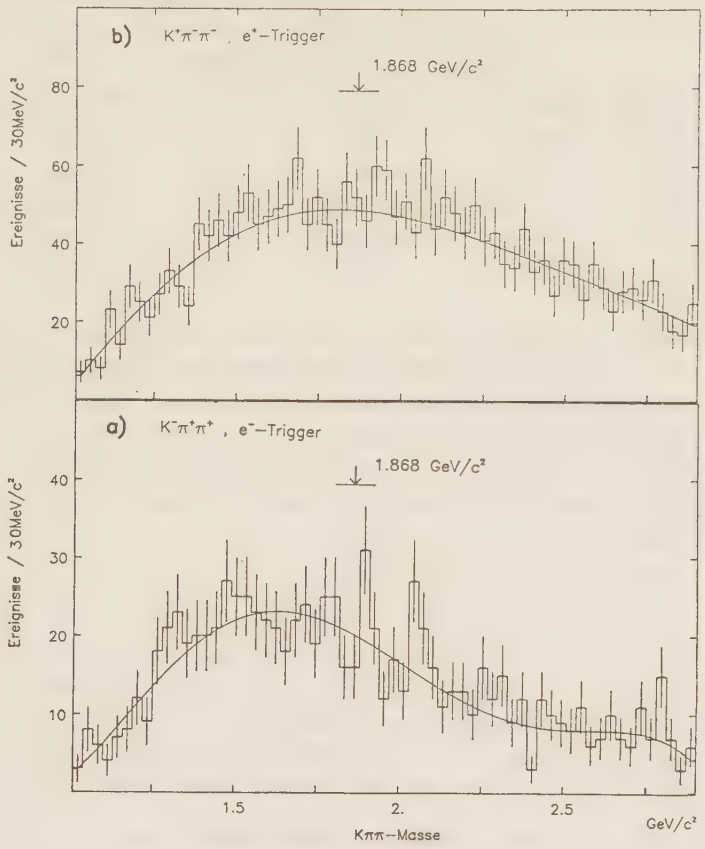


Abbildung 54

Kππ-Massenspektren

6.3 ZUSAMMENFASSUNG DER EXPERIMENTELLEN RESULTATE

Es wurden positive Signale der Λ_c,$\bar{\Lambda}_c$-Produktion über ihre Kpπ-Zerfallskanäle gefunden. Die statistische Signifikanz ist jedoch gering: $\simeq 3\sigma$ für das Λ_c und $\simeq 2\sigma$ für das $\bar{\Lambda}_c$. Sicht man jedoch diese Ergebnisse als unabhängige Messungen

der Produktion eines $C\bar{C}$-Paares an, kann man ihre Signifikanzniveaus zusammenfassen. Seien α_1 und α_2 die voneinander unabhängigen Signifikanziveaus der Λ_c- und $\bar{\Lambda}_c$-Messung, dann ist die kombinierte Signifikanzgrenze α nach Ref[38] gegeben durch:

$$\alpha = \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot (1 - \ln \alpha_1 \alpha_2) \qquad (6.1)$$

In unserem Fall ist $\alpha_1 = 1.4 \cdot 10^{-3}$ und $\alpha_2 = 2.3 \cdot 10^{-2}$, so daß sich der Wert $\alpha = 3.7 \cdot 10^{-4}$ ergibt. Das sagt aus, daß die Wahrscheinlichkeit für das gemeinsame Auftreten einer Fluktuation in den Histogrammen an der Position der Λ_c-Masse kleiner als 0.04% ist. Zusammen mit der Nicht-Beobachtung der Resonanzen in den Kontrollreaktionen und der mit der Massenauflösung konsistenten Breite ist eine Interpretation als tatsächliche Effekte gerechtfertigt.

In dem Intervall 2210 MeV/c^2 < M < 2290 MeV/c^2 wurden 44 Λ_c-Zerfälle und 17.4 $\bar{\Lambda}_c$-Zerfälle über dem Untergrund beobachtet. Bei der Berechnung der Massenauflösung ergab sich, daß 83% aller produzierten Ereignisse innerhalb dieses Bereiches liegen sollten. Die beobachtete Zahl muß deshalb auf die außerhalb liegenden Ereignisse korrigiert werden.

Die Analyse der D-Zerfälle ergab keine positiven Resultate. Sie werden daher als obere Grenzen im 95% Vertrauensbereich angegeben. Zwischen 1790 MeV/c^2 und 1950 MeV/c^2 wurden in dem D^+ (D^-) Kanal 107 (244) Ereignisse gezählt. Der berechnete Untergrund betrug 102.9 (D^+) und 256.8 (D^-) Ereignisse. Bei einem positiven Signal hätten 82% der Ereignisse in diesem Massenbereich gelegen.

Alle experimentell gemessenen Zahlen der Λ_c- und D-Analyse sind in Tabelle 8 angegeben.

Tabelle 8

Auswertung der Massenspektren

Zerfall	Zahl der Ereignisse beobachtet	Untergrund	Signal	Korrektur-Faktor
$\Lambda_c \rightarrow K^- p \pi^+$	288	242.0	53 ± 20	1.21
$\overline{\Lambda}_c \rightarrow K^+ \bar{p} \pi^-$	155	137.6	21 ± 15	1.21
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	107	102.9	< 22.1	1.22
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	244	256.8	< 33.9	1.22

Zahl der $(\overline{D} \rightarrow e^-, \Lambda_c \rightarrow K^- p \pi^+)$-Paare: (53±20)-(21±15)=32±25
(siehe Abschnitt 7.1)

Kapitel 7

RESULTATE

7.1 DIE MÖGLICHEN PROZESSE

In diesem Experiment wurden Koinzidenzen von Elektronen mit hadronischen Zerfällen von Charmteilchen studiert. Es wurde angenommen, daß die Elektronen aus den leptonischen Zerfällen des Charmpartners stammen. Hier wird für die vier untersuchten Reaktionstypen diskutiert, welche Teilchen höchstwahrscheinlich die Quellen der Elektronen sind.

Die (e^-,$K^-p\pi^+$)-Kombination war die erfolgreichste Signatur der Charmproduktion, die untersucht wurde. Der ihr zugrunde liegende Prozeß kann wie folgend geschrieben werden

$$p + p \longrightarrow \underset{\rightarrow e^-}{\bar{C}} + \underset{\rightarrow K^-p\pi^+}{\Lambda_c} + X \quad \text{(Prozeß 1)}$$

Das $\bar{C}$ -Teilchen kann sowohl ein $\bar{D}$ als auch ein $\bar{\Lambda}_c$ sein. Aus Gründen der Baryon- und Charmerhaltung sollte die Kombination $\bar{D}\Lambda_c$ aber häufiger als die Kombination $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c$ auftreten. Zusammen mit der Kombination $\bar{D}\Lambda_c$ muß nämlich nur ein weiteres Baryon erzeugt werden, mit der $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c$-Kombination jedoch zwei. Man nimmt außerdem nicht an, daß die leptonischen Verzweigungsverhältnisse von D und Λ_c so verschieden sind, um dieses Bild zu verzerren.

Es ist möglich, die Zahl der $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c$-Paare im Prozeß 1 abzuschätzen: In der zweiten Reaktion, den (e^+,$K^+\bar{p}\pi^-$)- Kombinationen,

$$p + p \longrightarrow \underset{\rightarrow e^+}{C} + \underset{\rightarrow K^+\bar{p}\pi^-}{\bar{\Lambda}_c} + X \quad \text{(Prozeß 2)}$$

sollten die $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$-Paare vor den $D\bar{\Lambda}_c$-Kombinationen bevorzugt sein, denn für den Fall der $D\bar{\Lambda}_c$ müssten drei weitere Baryo-

nen erzeugt werden. Nimmt man an, daß diese Reaktion ausschließlich über die Bildung von $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$-Paaren abläuft, dann sollte wegen der CPT-Invarianz und der gleichen Akzeptanz des Detektors für positive wie negative Teilchen die Zahl der $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c$-Ereignisse in Prozeß 1 gleich der Zahl von $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$-Paaren der Reaktion 2 sein. Subtrahiert man daher die 21 Ereignisse von Prozeß 2 von den 53 Ereignissen der ersten Reaktion, erhält man die Zahl der $\bar{D}\Lambda_c$-Ereignisse von Tabelle 8.

In den Studien der D-Produktion wurden obere Grenzen für die D^+-Erzeugung

$$p + p \longrightarrow \underset{\rightarrow e^-}{\bar{C}} + \underset{\rightarrow K^-\pi^+\pi^+}{D^+} + X \qquad \text{(Prozeß 3)}$$

und auch für die D^--Erzeugung

$$p + p \longrightarrow \underset{\rightarrow e^+}{C} + \underset{\rightarrow K^+\pi^-\pi^-}{D^-} + X \qquad \text{(Prozeß 4)}$$

gefunden. Mit ähnlichen Argumenten wie bei den leptonischen Λ_c-Zerfällen schließt man, daß im Prozess 3 die $\bar{D}D$-Produktion gegenüber der $\bar{\Lambda}_cD$-Produktion überwiegt. Diese Reaktion sollte also eine gute Grenze für den $\bar{D}D$-Wirkungsquerschnitt liefern. Im Prozeß 4 dagegen kann außer dem $D\bar{D}$-Anteil auch noch ein beträchtlicher Anteil der $(\Lambda_c\bar{D})$-Produktion enthalten sein, so daß die obere Grenze der D-Paarproduktion in diesem Fall weniger aussagekräftig sein wird. Aber dafür kann man aus diesem Prozeß, unter der Verwendung der Resultate der Reaktion 1, Schlüsse auf das leptonische Verzweigungsverhältnis des Λ_c ziehen.

7.2 METHODE ZUR BESTIMMUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE

Wie schon in Kapitel 2.1 erklärt wurde, hängt die Produktionsrate R einer bestimmten Reaktion mit ihrem Wirkungsquerschnitt σ und der Luminosität L über die Beziehung

$$R = L \cdot \sigma \qquad (7.1)$$

zusammen. Integriert man (7.1) über die effektive Meßzeit, kann man aus der Zahl der produzierten Ereignissen N_{total} den Wirkungsquerschnitt bestimmen:

$$N_{total} = \int R dt = (\int L dt) \cdot \sigma \qquad (7.2)$$

Allerdings kann der Detektor nur einen Bruchteil der Ereignisse registrieren, da nur ein beschränkter Raumwinkelbereich zum Nachweis der Zerfallsprodukte zur Verfügung steht und die Reaktion nur über bestimmte Zerfallskanäle nachgewiesen wird. Werden diese Faktoren mit berücksichtigt, ergibt sich aus (7.2) für die Produktion eines Charm-Anticharm-Paares (C_1C_2)

$$N = \sigma(C_1C_2) \cdot \int L dt \cdot B(C_1 \rightarrow e) \cdot B(C_2 \rightarrow h) \cdot \varepsilon_{geo} \cdot \varepsilon_e \cdot \varepsilon_h \qquad (7.3)$$

mit

$\int L dt$	:effektive integrierte Luminosität
$B(C_1 \rightarrow e)$	:Verzweigungsverhältnis von C_1 in Elektronen (Bsp. $\overline{D} \rightarrow e^-$)
$B(C_2 \rightarrow h)$	:Verzweigungsverhältnis von C_2 in Hadronen (Bsp. $\Lambda_c \rightarrow K^- p \pi^+$)
$\varepsilon_{geo}(C_1 \rightarrow e, C_2 \rightarrow h)$	:geometrische Akzeptanz von LSM und FA für den Nachweis der Reaktion
ε_e	:Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für Elektronen
ε_h	:Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für den hadronischen Endzustand

Die Korrekturen $\varepsilon_e, \varepsilon_h$ sind aus den Kapiteln der Teilchenidentifikation bekannt. Für die Verzweigungsverhältnisse können (mit Ausnahme von $B(\Lambda_c \rightarrow e)$) Resultate anderer Messungen verwendet werden. Die geometrische Akzeptanz des Apparates wird durch eine Monte-Carlo-Simulation der Zerfälle ermittelt. Sie hängt von den Annahmen über die Produktion und den Zerfall des $(C\bar{C})$-Paares ab, da verschiedene Modelle zu sehr unterschiedlichen Winkel- und Impulsverteilungen führen können.

7.3 NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEITEN FÜR ELEKTRONEN UND HADRONEN

Bei der Auswahl der Elektronen wurden mehrere Schnitte angewendet, um den Untergrund zu unterdrücken. Dadurch ging allerdings auch ein gewisser Anteil an direkten Elektronen verloren. Diese Verluste müssen nun in der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronen berücksichtigt werden. Die einzelnen Beiträge wurden in den vorhergegangenen Kapiteln diskutiert und sind in Tabelle 9 zusammengefaßt.

Bei der Identifikation der Hadronen aus den Λ_c- und D-Zerfällen entstanden wegen der 'Negativ'-Auslese keine Verluste durch Schnitte. Es sind nur die in Tabelle 10 aufgeführten Verluste zu berücksichtigen. Bei der Berechnung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wurde die tatsächliche Multiplizitätsaufspaltung zwischen LSM und FA verwendet.

Tabelle 9
Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronen

Rekonstruktion	0.57 ± 0.06
Nur eine Spur in Triggersektor	0.87 ± 0.02
Einteilchenschnitt Triggerzähler	0.64 ± 0.03
Cerenkov-Schnitt	0.78 ± 0.04
Schauerzähler	
Treffpunkt Spur-Schauer	0.97 ± 0.01
P=E Schnitt	0.98 ± 0.02
ε_e-Total	0.23 ± 0.03

Tabelle 10
Nachweiswahrscheinlichkeit der Hadronen

Rekonstruktion	0.28 ± 0.06
Vertex	0.99 ± 0.01
ε_h-Total	0.28 ± 0.06

7.4 BERECHNUNG DER GEOMETRISCHEN AKZEPTANZ

Es sind vier verschiedene Akzeptanzen $\varepsilon(C_1 \to e, C_2 \to h)$ zu betrachten:

$$\varepsilon(C_1=\bar{D}\to e^-, C_2=\Lambda_c\to h) \quad , \quad \varepsilon(C_1=\Lambda_c\to e^+, C_2=\bar{\Lambda}_c\to h)$$

und

$$\varepsilon(C_1=\bar{D}\to e^-, C_2=D^+\to h) \quad , \quad \varepsilon(C_1=\Lambda_c\to e^+, C_2=D^-\to h)$$

Für die ladungskonjugierten Prozesse ist die Akzeptanz gleich (siehe Kapitel 3).

Wie schon erwähnt, sind sie von dem Produktionsmechanismus der Reaktion abhängig. Da nur sehr vage theoretische Voraussagen über die Dynamik der Charmproduktion vorliegen, wurden hier verschiedene Modelle für die Erzeugung eines (C_1C_2)-Paares angenommen und die Wirkungsquerschnitte in den Variablen Feynman X $[\cong 2p_l/\sqrt{s}]$ bzw. der Rapidität Y $[=\ln(E+p_l / E-p_l)]$ folgendermaßen parametrisiert:

$$\frac{d\sigma(C_1C_2)}{dX} = \text{const.} \qquad \text{Modell 1}$$

$$\frac{d\sigma(C_1C_2)}{dY} = \text{const.} \qquad \text{Modell 2}$$

$$\frac{d\sigma(C_1C_2)}{dX} = \frac{(1-X)^3}{E} \qquad \text{Modell 3}$$

$$\frac{d\sigma(C_1C_2)}{dX} = \text{diffraktiv} \qquad \text{Modell 4}$$

E und p_l sind Energie und Longitudinalimpuls des (C_1C_2)-Paares.

Im diffraktiven Modell wurde die X-Verteilung durch eine Gaußkurve um X=0.95 mit einer Breite von σ=0.025 beschrieben. Da der Transversalimpuls der Teilchen am ISR im Mittel sehr klein ist (p_t < 0.3-0.5 GeV/c), wurde er vernachlässigt. Die p_t-Verteilungen der Teilchen C_1 und C_2 werden dann beim Zerfall des C_1C_2-Systems erzeugt.

Es ist möglich, daß keines der Modelle den wirklichen Reaktionsmechanismus richtig beschreibt. Aber durch die Wahl dieser, zum Teil extremen Annahmen über die Produktion wird der Bereich, in dem die tatsächlichen Wirkungsquerschnitte liegen, abgesteckt.

Im Fall der $K^-p\pi^+$-Ereignisse kann zudem noch versucht werden, nach einer Subtraktion der Untergrundverteilungen, die X-und p_t-Spektren der Λ_c und die p_t-Verteilung der Elektronen zu bestimmen.[10] Sie können dann mit den entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo-Rechnung verglichen werden.

In den Programmen der Akzeptanzberechnung wurde zunächst ein System M der Teilchen C_1 und C_2 mit einer longitudinalen Impulsverteilung nach einem der Modelle 1-4 erzeugt. Das System M zerfällt dann in die Teilchen C_1 und C_2. Dazu wird der Impuls von M so auf C_1 und C_2 aufgeteilt, daß p(C2) zufällig verteilt in dem Bereich $0 < p(C2) < p(M)$ liegt. Der longitudinale Impuls von C_1 ergibt sich aus der Forderung $p(C1) + p(C2) = p(M)$. Die Transversalkomponente des Impulses von C_2 wird nach der Verteilung $d\sigma/dp_t \sim \exp(-bp_t^2)$ erzeugt, welche mit dem Wert b=4 die p_t-Verteilung der Daten korrekt beschreibt (siehe Abb.55). Der Azimuthwinkel des p_t-Vektors wurde zufällig zwischen 0 und 2π gewählt. Wegen der Energie- und Impulserhaltung ist damit auch das Teilchen C_1 festgelegt. Die effektive Masse des Systems M läßt sich nun berechnen. Sie nimmt im Vergleich mit der theoretischen Voraussage von Ref[23] vernünftige Werte an (vgl. Abb.56) und rechtfertigt dieses einfache Modell des Zerfalls $M \rightarrow C_1C_2$. Es sollte noch bemerkt werden, daß C_1 und C_2 stets in die gleiche Hemisphäre hinein produziert werden. Eine Produktion in entgegengesetzte Hemisphären würde zu effektiven Massen führen, die im Widerspruch zur Voraussage wären.

Das Teilchen C_1 zerfällt nun seinerseits semileptonisch in ein Elektron und soll den Trigger auslösen. Weil bei diesem Zerfall nur das Elektron nachgewiesen werden muß,

---

[10] Die Form der Untergrundspektren können aus den Verteilungen der Ereignisse in der unmittelbaren Nachbarschaft unterhalb und oberhalb des Λ_c-Bereiches gewonnen werden.

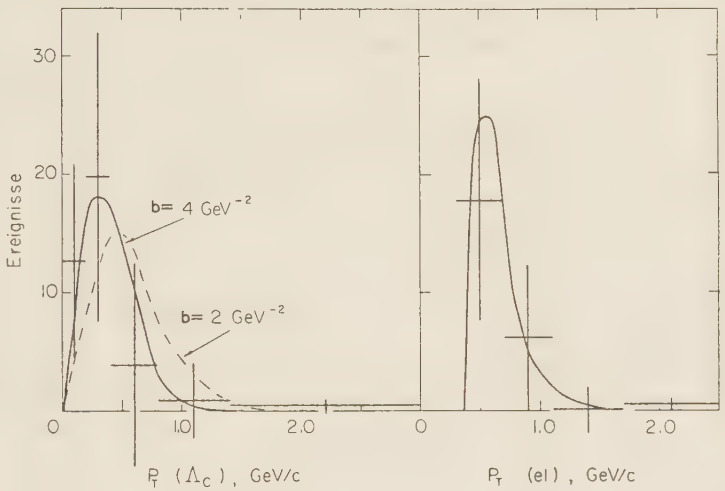


Abbildung 55
Transversalimpuls des Λ_c und des Elektrons

genügt es, das Impulsspektrum der Elektronen im C_1 Ruhesystem zu kennen, um unter der Annahme eines isotropen Zerfalls im C_1-Ruhesystem die Transformation in das Laborsystem durchführen zu können. Das Spektrum der Elektronen aus D-Zerfällen ist schon experimentell gemessen worden [39] und in Abb.57a wiedergegeben. Für die leptonischen Zerfälle des Λ_c existieren keine experimentellen Daten. Hier wurden die Elektronenspektren aus einem Phasenraumzerfall der Prozesse $\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu$ und $\Lambda_c \rightarrow \Sigma(1385) e^+ \nu$ gewonnen (Abb.57b und Abb.57c). Diese beiden Zerfälle wurden in Analogie zu dem Fall der D-Mesonen gewählt. Für die D-Mesonen wurde festgestellt [34], daß das experimentelle Impuls-Spektrum der Elektronen mit einer Mischung von 42% $D \rightarrow K^* e\nu$ und 58% $D \rightarrow Ke\nu$ erklärt werden kann. Nachdem der Elektronimpuls im Laborsystem berechnet war, wurde die Flugbahn des Elektrons

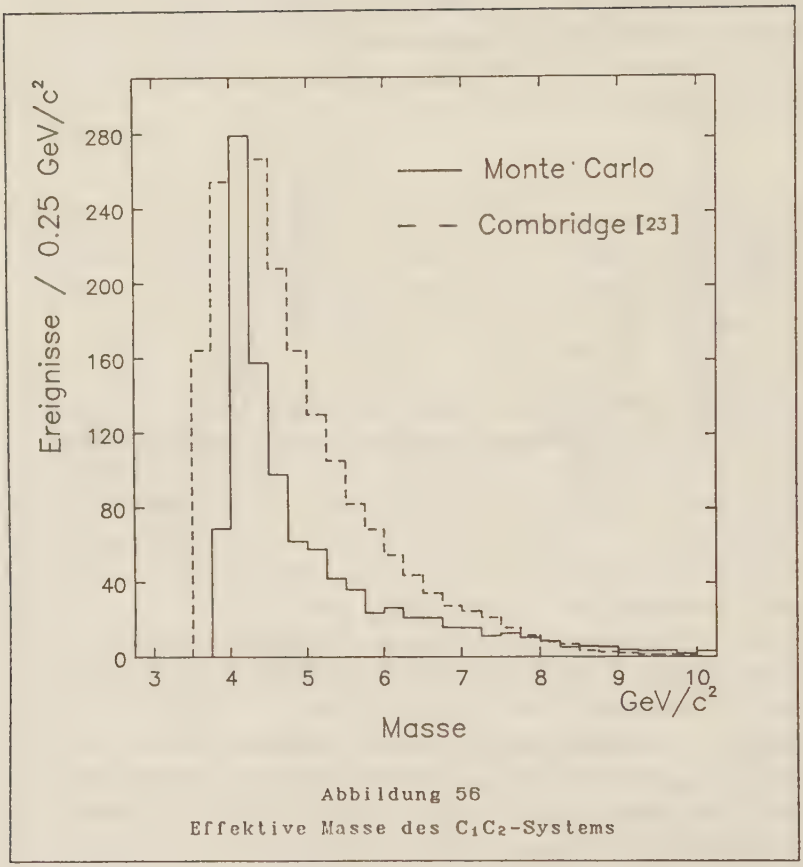


Abbildung 56
Effektive Masse des C_1C_2-Systems

weiterverfolgt. Traf es die Schauerzähler der Triggersektoren mit einem Impuls der größer war als die Schwelle der Zähler, wurde es als Triggerteilchen akzeptiert.

Für das Teilchen C_2 wurde ein Phasenraumzerfall in Hadronen ($\Lambda_c \rightarrow Kp\pi$ oder $D \rightarrow K\pi\pi$) angenommen. Bei seiner Berechnung wurde eine neuartige Methode verwendet [40], die, vor allem bei hochdimensionalen Phasenräumen mit vielen Teilchen, schneller ist als die sonst üblichen Programme [41].

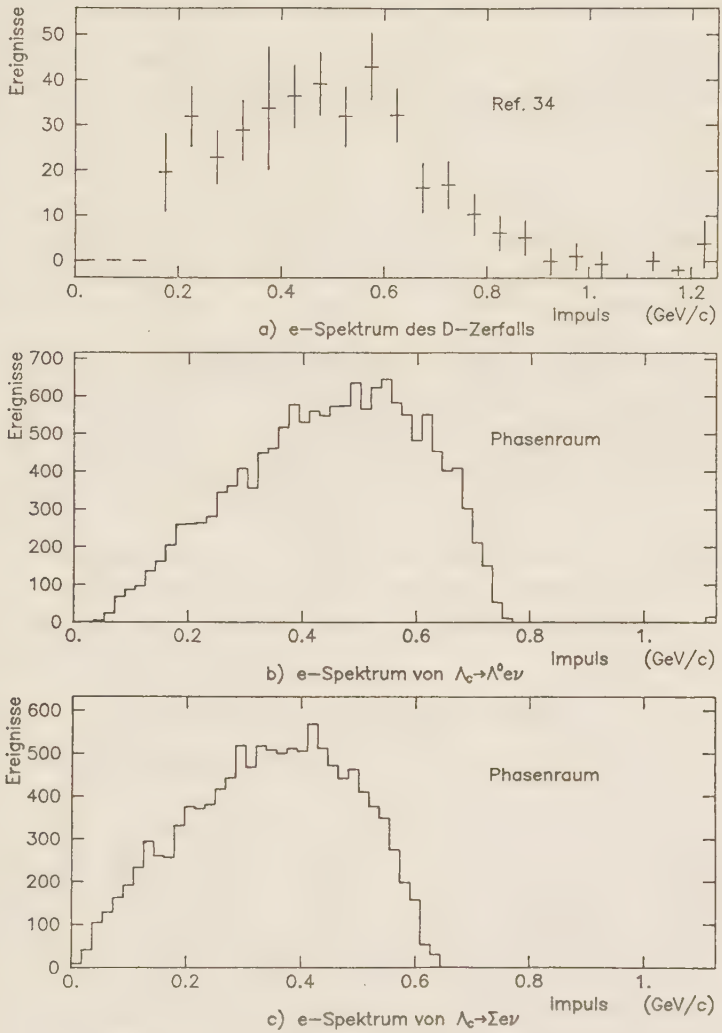


Abbildung 57

Impulsspektrum der Elektronen im C_1-Ruhesystem

Wie auch in der Analyse der experimentellen Daten mußten alle Teilchen in den Spektrometern nachgewiesen werden und sich das Proton bzw. Kaon im FA befinden.

Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn sowohl das Elektron als auch das Hadronensystem die beschriebenen Bedingungen erfüllten. Die Akzeptanz ist dann gegeben durch:

$$\varepsilon(C_1 \rightarrow e, C_2 \rightarrow h) = \frac{1}{2} \frac{\text{Zahl der akzeptierten Ereignisse}}{\text{Zahl der erzeugten Ereignisse}} \qquad (7.4)$$

Der Faktor 1/2 trägt dem Umstand Rechnung, daß das $(C\bar{C})$-Paar nur in eine Hemisphäre hinein erzeugt wurde. Die mit den Programmen gerechnete Statistik war groß genug, um den relativen Fehler in ε auf weniger als 10% zu drücken. Er kann gegenüber den großen Fehlern in den gemessenen experimentellen Zahlen vernachlässigt werden. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tabelle 11 eingetragen.

Tabelle 11
Ergebnisse der Akzeptanzrechnung

Reaktion	Akzeptanz von Modell [10^{-4}]			
	1	2	3	4
$\varepsilon(\bar{D} \rightarrow e^-, \Lambda_c \rightarrow h)$	1.34	0.96	0.38	1.80
$\varepsilon(\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu, \bar{\Lambda}_c \rightarrow h)$	1.43	0.88	0.44	1.92
$\varepsilon(\Lambda_c \rightarrow \Sigma e^+ \nu, \bar{\Lambda}_c \rightarrow h)$	0.81	0.71	0.28	1.28
$\varepsilon(\bar{D} \rightarrow e^-, D^+ \rightarrow h)$	1.29	0.83	0.23	1.56
$\varepsilon(\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 e^+ \nu, D^- \rightarrow h)$	1.24	0.92	0.25	1.86
$\varepsilon(\Lambda_c \rightarrow \Sigma e^+ \nu, D^- \rightarrow h)$	0.78	0.57	0.15	1.12

Zu Vergleichszwecken wurden auch noch die Akzeptanzen von C_1 und C_2 berechnet, bei denen die Teilchen einzeln und voneinander unabhängig (unkorreliert) -mit einer X- bzw. Y-Verteilung entsprechend der Modelle 1-3 und der oben gegebenen p_t-Verteilung- erzeugt wurden. Es ist nun interessant, die X-Verteilungen von C_1 und C_2 getrennt zu betrachten. Ihre Kenntnis ist nützlich, um die hier gewonnenen Ergebnisse mit den Resultaten anderer Messungen zu vergleichen. Wie erwartet, sind die separaten X-Verteilungen stärker zu kleinen X-Werten hin konzentriert, als die Verteilung von M. Der Vergleich mit den X-Spektren der unkorrelierten Modelle ergab die in Tabelle 12 aufgeführten Zuordnungen. Mit Ausnahme des diffraktiven Modells war die kombinierte Wahrscheinlichkeit Elektron und Hadronen gemeinsam nachzuweisen, in etwa gleich dem Produkt der unkorrelierten Nachweiswahrscheinlichkeiten. Das bedeutet, daß die Modelle 1-3 nur eine schwache Korrelation zwischen den Teilchen C_1 und C_2 bewirkten.

Die Akzeptanz einer speziellen ~~Wahl der~~ unkorrelierten Produktion des C_1C_2-Paares soll hier noch angegeben werden. Wurde das $C_2=\Lambda_c$ flach in X und das $C_1=\bar{D}$ zentral mit $(1-X)^3$ erzeugt, ergab sich

$$\varepsilon(\bar{D}\rightarrow e^-..,\Lambda_c\rightarrow h) = 2.63\cdot10^{-4} \qquad \begin{array}{l} D : (1-X)^3 \\ \Lambda_c: \text{flach in X} \end{array}$$

Mit diesen Annahmen ergibt sich die größte Akzeptanz.

Weiterhin war die Akzeptanz nur wenig von der Wahl des Parameters b in der Transversalimpulsverteilung abhängig. Akzeptanzen, die mit b=3 und b=5 gerechnet wurden, unterschieden sich nur um weniger als 5% von den Ergebnissen mit b=4. Es war also im wesentlichen die X-Akzeptanz, die den Detektor charakterisierte. Die X-Abhängigkeit der Akzeptanzen der Teilchen C_1 (im LSM) und C_2 (im FA) sind in Abb.58 dargestellt. Da die Korrelation zwischen C_1 und C_2 wenig Einfluß auf die Akzeptanz hat, können mit diesen beiden Kur-

Tabelle 12

X-Verteilung von C_2 nach dem Zerfall $M \rightarrow C_1+C_2$

Produktionsmodell von M	X-Verteilung von C_1 oder C_2
Mod. 4 diffraktiv	$\simeq$ flach in X
Mod. 1 flach in X	$\simeq$ flach in Y
Mod. 2 flach in Y	$\simeq (1-X)^3$
Mod. 3 $(1-X)^3$	$\simeq (1-X)^5$

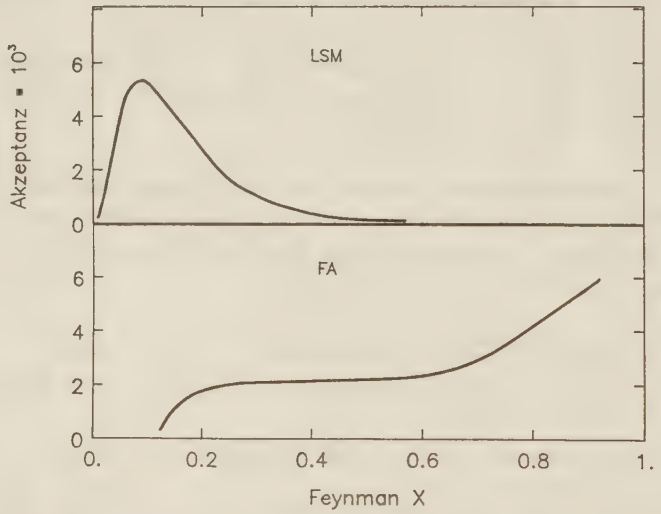


Abbildung 58

X-Abhängigkeit der Akzeptanzen vom LSM und FA

ven die Akzeptanzen von anderen Modellen als den hier betrachteten leicht gefunden werden.

7.5 ERGEBNISSE

7.5.1 Wirkungsquerschnitte

Die Hauptresultate des Experimentes können aus Tabelle 13 entnommen werden. In den beiden ersten Spalten ist die betrachtete Reaktion und die Zahl der beobachteten Ereignisse angegeben. Die Spalte drei enthält das verwendete Produktionsmodell. Die mit Hilfe von Gleichung (7.3) berechneten totalen Wirkungsquerschnitte sind in Spalte vier zu finden. Das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$ ist noch unbekannt. Deshalb wird anstatt des Wirkungsquerschnittes in Spalte fünf das Produkt $\sigma \cdot B(\Lambda_c \rightarrow e)$ für die Fälle angegeben, in denen das Elektron von Λ_c-Zerfällen stammt. Die Bedeutung der e/π-Verhältnisse in der letzten Spalte wird weiter unten besprochen.

Um von der D^+-Produktion auf die inklusive D-Produktion zu schließen, müssen die Ergebnisse noch mit einem Faktor 2 auf die nicht untersuchte D^o-Produktion korrigiert werden.[11]

Die Wirkungsquerschnitte der $(\bar{D}\Lambda_c)$- und $(\bar{\Lambda}_c\Lambda_c)$- Produktion (bei Annahme von B_e=10%) sind, wie aus Tabelle 13 hervorgeht, stark modellabhängig und liegen im Bereich von 1-3 mb. Die hier erzielten Ergebnisse werden mit den anderen Experimenten in der Diskussion der Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnit 8.2) genauer verglichen.

Abb.59 zeigt einen Vergleich der X-Verteilungen der akzeptierten Λ_c mit der experimentellen Verteilung nach der Untergrundsubtraktion. Es ist deutlich zu sehen, daß die Modelle 3 und 4, die den höchsten und niedrigsten Wirkungsquerschnitt bewirken, kaum mit dem Experiment verträglich sind und offenbar keine gute Beschreibung der Daten ergeben. Wenn man annimmt, daß alle Λ_c mit $X > 0.5$ diffraktiv erzeugt werden, kann man aus der experimentellen Verteilung

---

[11] Der Faktor 2 beruht auf der Annahme, daß $\sigma(D^+)=\sigma(D^o)$. Das wurde auch implizit benutzt, um das globale leptonische Verzweigungsverhältnis $B(D \rightarrow e)=8\%$ verwenden zu können, das aus dem Mittelwert von D^+- und D^o-Zerfällen errechnet wurde.

Tabelle 13

Wirkungsquerschnitte und obere Grenzen der Λ_c- und D-Produktion

Reaktion	N	Modell	σ [μb]	$B_c \cdot \sigma$ [μb]	e/π [10^{-4}]
$\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$:	32±25	1	990± 770		6.2± 4.8
$\bar{D}\to e^-..$		2	1390±1090		9.4± 7.4
$\Lambda_c\to K^-p\pi^+$		3	3500±2780		23.9±18.7
		4	740± 400		2.4± 1.9
$\sigma(\Lambda_c\bar{\Lambda}_c)$:	21±15	1		49± 35	3.9± 2.8
$\Lambda_c\to\Lambda^o e^+\nu$		2		80± 56	7.1± 5.0
$\bar{\Lambda}_c\to K^+\bar{p}\pi^-$		3		159±113	14.0± 9.9
		4		36± 26	1.5± 1.1
$\sigma(\Lambda_c\bar{\Lambda}_c)$:		1		86± 61	4.7± 3.3
$\Lambda_c\to\Sigma e^+\nu$		2		99± 70	5.8± 4.1
$\bar{\Lambda}_c\to K^+\bar{p}\pi^-$		3		250±178	14.3±10.0
		4		55± 39	1.4± 1.0
$\sigma(\bar{D}D)$:	<22.1	1	< 340		< 2.1
$\bar{D}\to e^-..$		2	< 530		< 3.6
$D\to K^-\pi^+\pi^+$		3	<1910		<12.6
		4	< 280		< 0.9
$\sigma(D\bar{D})$:	<33.9	1	< 544		< 3.3
$D\to e^+..$		2	< 810		< 5.5
$\bar{D}\to K^+\pi^-\pi^-$		3	<2930		<19.1
		4	< 430		< 1.3
$\sigma(\Lambda_c\bar{D})$:		1		< 44	< 3.5
$\Lambda_c\to\Lambda^o e^+\nu$		2		< 59	< 5.4
$\bar{D}\to K^+\pi^-\pi^-$		3		<216	<18.8
		4		< 29	< 1.2
$\sigma(\Lambda_c\bar{D})$:		1		< 63	< 3.5
$\Lambda_c\to\Sigma e^+\nu$		2		< 95	< 5.5
$\bar{D}\to K^+\pi^-\pi^-$		3		<360	<20.4
		4		< 48	< 1.5

X-Bereich von Λ_c und D in FA : $0.14 < X < 0.92$

Y-Bereich von Λ_c und D in FA : $1.6 < Y < 3.2$

schließen, daß in diesen Daten höchstens ein Drittel der Λ_c diffraktiv produziert werden. Die Modelle 1 und 2 stehen

nicht im Widerspruch mit den Daten. Allerdings scheint Modell 2 bevorzugt zu sein.

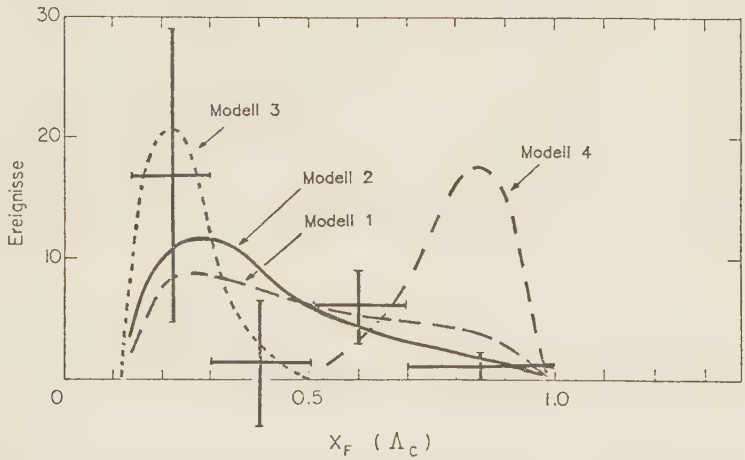


Abbildung 59

Vergleich der experimentellen X-Verteilung der Λ_c im FA mit den Modellrechnungen

7.5.2 Grenzen für das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$

Über die Identifizierung des $K^-p\pi^+$-Endzustandes konnte der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ berechnet werden. Die Suche nach D-Mesonen über die Signatur $(e,K\pi\pi)$ ergab nur obere Grenzen. Während die Reaktion $(e^-,K^-\pi^+\pi^+)$ vorwiegend über den Zerfall eines $\overline{D}D$-Paares ablaufen sollte, kann im Fall $(e^+,K^+\pi^-\pi^-)$ das e^+ sowohl aus Λ_c- und D-Zerfällen stammen. In Tabelle 13 wurden daher auch die Grenzen G_1 für das Produkt $B\cdot\sigma(D\overline{D})$ und G_2 für $B\cdot\sigma(\Lambda_c\bar{D})$ ausgerechnet.

Nimmt man an, daß alle Elektronen von dem Zerfall $\Lambda_c \rightarrow e^+$ kommen, ergibt sich die Ungleichung $B(\Lambda_c \rightarrow e)\cdot\sigma(\Lambda_c\overline{D}) < G_1$ und damit, indem man für $\sigma(\Lambda_c\bar{D})$ den Wert von $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ aus den $K^-p\pi^+$-Ereignissen einsetzt, auch eine Grenze für $B(\Lambda_c \rightarrow e)$

$$B(\Lambda_c \rightarrow e) < \frac{G_1}{\sigma(\bar{D}\Lambda_c)} \qquad (7.5)$$

Stellt man sich dagegen auf den Standpunkt, daß 22.1 Ereignisse (das ist die Grenze G_2 der $(e^-, K^-\pi^+\pi^+)$- Ereignisse) ihr Elektron aus einem D-Zerfall erhalten, würden höchstens (33.9-22.1)/33.9 = 35% der Elektronen von Zerfällen des Λ_c stammen. Diese Hypothese erscheint vernünftig, da die gemessenen Wirkungsquerschnitte der D-Produktion (siehe Kapitel 8.2) in etwa den hier gefundenen oberen Grenzen entsprechen. Für das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$ bedeutet dies aber

$$B(\Lambda_c \rightarrow e) < \frac{G_1}{\sigma(\bar{D}\Lambda_c)} \cdot 0.35 \qquad (7.6)$$

In Tabelle 14 wurden die oberen Grenzen des Verzweigungsverhältnisses für diese beiden extremen Fälle ausgerechnet. Sie sind praktisch modellunabhängig und bewegen sich in dem Bereich um $B(\Lambda_c \rightarrow e) < 12\%$ (100% der Elektronen von Λ_c) und $B(\Lambda_c \rightarrow e) < 4\%$ (35% der Elektronen von Λ_c). Die Grenzen gelten für den 95% Vertrauensbereich unter der Annahme, daß kein Fehler in $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ vorliegt. Tatsächlich ist jedoch $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ mit einem großen Fehler von $\simeq$80% behaftet. Trotzdem kann man sagen sagen, daß der Bereich, in dem sich $B(\Lambda_c \rightarrow e)$ bewegt, nicht unvernünftig zu sein scheint. Wegen der ähnlichen Lebensdauern von Λ_c und D [34,42] wird auch für das Λ_c wie für das D ein leptonisches Verzweigungsverhältnis von einigen Prozent erwartet. Somit stellt der Vergleich der Zahl der $(\bar{D} \rightarrow e^-, \Lambda_c \rightarrow K^-p\pi^+)$ Ereignisse mit den oberen Grenzen der $(\Lambda_c \rightarrow e^+, D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)$-Reaktion einen guten internen Test für die Verträglichkeit der beiden Messungen dar.

Tabelle 14

Obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(\Lambda_c \rightarrow e)$

Modell	$B(\Lambda_c \rightarrow e)$ [%] nach (7.5)	$B(\Lambda_c \rightarrow e)$ [%] nach (7.6)
1	< 11.4	< 4.0
2	< 11.1	< 3.9
3	< 16.5	< 5.8
4	< 10.4	< 3.6

7.5.3 e/π-Verhältnisse

Modelle, die die Charmproduktion richtig beschreiben, sollten zwei Forderungen erfüllen: Sie müssen die experimentellen Verteilungen reproduzieren und darüberhinaus eine Elektronenrate voraussagen, die mit der gemessenen Rate direkter Elektronen verträglich ist. Die Elektronproduktion wird dabei üblicherweise im Verhältnis zur Pionproduktion -im selben Winkel- und Impulsbereich- angegeben, d.h. als e/π-Verhältnis. Die Schauerzähler des LSM legten den kinematischen Bereich auf $\Theta = 30^0 \pm 5^0$ und $p_t > 0.4$ GeV/c fest. Das e/π-Verhältnis kann dann geschrieben werden als:

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\Delta\sigma_e(\Theta = 30^\circ \pm 5^\circ,\ p_t > 0.4\ \mathrm{GeV/c})}{\Delta\sigma\pi(\Theta = 30^\circ \pm 5^\circ,\ p_t > 0.4\ \mathrm{GeV/c})} \qquad (7.7)$$

$\Delta\sigma\pi$ ist der Pion-Wirkungsquerschnitt in dem angegebenen Bereich. Seine Berechnung wird im Anhang B beschrieben und beträgt $\Delta\sigma\pi \simeq 5.68$ mb. Der Elektronquerschnitt $\Delta\sigma_e$ ist gegeben durch

$$\Delta\sigma_e = \sigma(C_1C_2) \cdot B(C_1 \rightarrow e) \cdot \varepsilon_e(\Theta = 30^\circ \pm 5^\circ, p_t > 0.4\ \mathrm{GeV/c}) \qquad (7.8)$$

Hier ist $\sigma(C_1C_2)$: Wirkungsquerschnitt des $C\bar{C}$-Paares
$B(C_1 \rightarrow e)$: Verzweigungsverhältnis von C_1 in Elektronen
ε_e : Akzeptanz für Elektronen in dem gegebenen Winkel- und Impulsbereich

Man sieht, daß das e/π-Verhältnis unabhängig von dem leptonischen Verzweigungsverhältnis ist, da nur das gemessene Produkt $\sigma \cdot B$ eingeht. In der letzten Spalte von Tabelle 13 sind die mit (7.7) gewonnenen e/π-Verhältnisse angegeben.

Das e/π-Verhältnis der direkten Elektronen unter 30°, das von den Vorgängern dieses Experimentes [43,33] gemessen wurde, gibt den Richtwert von $e/\pi \approx 2 \cdot 10^{-4}$ für $p_t > 0.4$ GeV/c, mit dem die Resultate von Tabelle 13 verglichen werden müssen.[12] Da in den experimentellen Zahlen alle Zerfälle von Λ_c und D enthalten sind, sollten auch in Tabelle 13 die entsprechenden e/π addiert werden. Die D-Zerfälle lieferten in diesem Experiment zwar nur obere Grenzen, aber es ist dennoch wahrscheinlich, daß sie wenigstens die Hälfte zu dem experimentellen e/π beitragen. Ist dies der Fall, dann scheint nur das diffraktive Modell, das allerdings kaum mit der experimentellen X-Verteilung übereinstimmt, ein vernünftiges e/π vorauszusagen. Das zentrale $(1-X)^3$-Modell gibt allein schon mit dem $(\bar{D} \rightarrow e, \Lambda_c \rightarrow h)$-Zerfall ein e/π, das um einen Faktor 10 zu hoch liegt. Die Modelle 1 und 2 (flach in X , flach in Y) sind etwa 3-5 mal höher als der Richtwert könnten aber, wegen der großen Fehler, noch mit dem Experiment verträglich sein.

Zum experimentellen e/π-Verhältnis selbst ist noch anzumerken, daß seine Größe sehr kritisch von der Subtraktion des Untergrundes (besonders bei kleinen p_t-Werten von $p_t < 1.0$ GeV/c) abhängt. Ein Widerspruch bleibt bestehen.

---

[12] Andere Messungen in etwas verschiedenen kinematischen Bereichen ergaben sogar eher noch kleinere Werte des e/π [44,45].

Kapitel 8

DISKUSSION DER ERGEBNISSE

8.1 DAS Λ_c-SIGNAL UND DIE MASSE DES Λ_c

Die relativ geringe statistische Signifikanz des Λ_c- und des $\overline{\Lambda}_c$-Signals sowie die Gründe, die dennoch eine Interpretation als wirkliche Effekte zulassen, sind schon in Kapitel (6.3) besprochen worden. Es versteht sich aber auch, daß die Resultate dieser Analyse für sich selbst betrachtet nicht zu der Entdeckung des Λ_c geführt hätten. Da aber andere Experimente das Λ_c in diesem Massenbereich eindeutig nachweisen konnten, ist man in der Lage, aus der Zahl der beobachteten Ereignisse im Λ_c-Bereich Wirkungsquerschnitte auszurechnen. Die statistische Sicherheit des Signals wird sich dann in der Fehlergrenze des Wirkungsquerschnittes niederschlagen. Genau dies wurde hier getan und man solte die Resultate daher nur im Rahmen dieser Überlegungen betrachten. Ist man allerdings der (ebenfalls vertretbaren) Ansicht, daß die statistische Sicherheit auf keinen Fall ausreicht, dann solten die hier angegebenen Wirkungsquerschnitte als obere Grenzen umgedeutet werden.

Eine weitere Frage ist die Masse des Λ_c. Hier scheint sich ein gewisser Trend zu höheren Massen abzuzeichnen. Während bis zur EPS-Konferenz in Genf 1979 alle Veröffentlichungen die Λ_c-Masse um $\simeq$2260 MeV/c^2 angaben, scheinen heute, besonders nach dem Bekanntwerden der Resultate der Mark II Kollaboration [46], Massen um 2280 MeV/c^2 bevorzugt zu werden. In Abb.60 sind die verschiedenen Λ_c-Massen zeitlich geordnet dargestellt.[13]
Dem Mark II-Wert der Λ_c-Masse muß aber wohl doch das höchste Gewicht zuerkannt werden. Er wurde mit zwei verschiedenen, voneinander unabhängigen Methoden ermittelt und die Gruppe konnte ihren Detektor im gesammten Massenbereich von 0.5 GeV/c^2 bis über 3.0 GeV/c^2 anhand der bekannten

[13] Die Werte der Λ_c-Massen wurden aus Ref[15,48] entnommen.

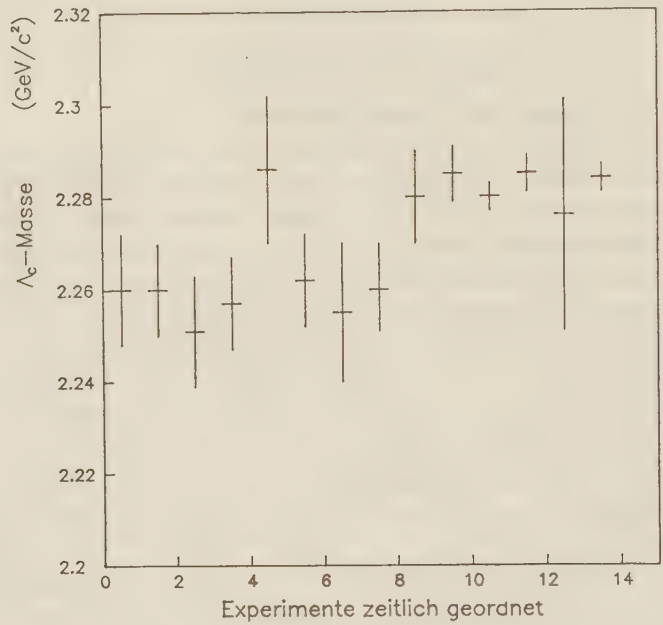


Abbildung 60
Die nicht-so-invariante-Masse des Λ_c

Resonanzen kalibrieren. Die hier mit dem Elektrontrigger gemessene Masse von ≃2260 MeV/c² scheint mit dem Mark II Wert nicht verträglich zu sein. LSM un FA wurden zwar über das K° am unteren Bereich der Massenskala kalibriert, aber es ist denkbar, daß unerkannte oder nicht genau kompensierte systematische Fehler zu dem 1% Unterschied bei der Λ_c-Masse führen können. Auch die Annahme, daß die Massendifferenz real ist und die Struktur bei 2260 MeV/c² einem Y^* zuzuschreiben ist,[14] führt zu Schwierigkeiten. Die kleine Breite von < 25MeV/c² scheint kaum mit der typischen Breite

[14] Da der Kpπ-Zustand nicht exotisch ist, könnte das Signal z.B. als Σ(2250) angesehen werden.

von 100-200 MeV/c^2 eines Y^* zusammenzupassen und in diesem Fall hätte auch ein Signal in den Kontroll-Reaktionen auftauchen müssen.

8.2 DISKUSSION DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE UND VERGLEICH MIT ANDEREN EXPERIMENTEN

Der totale Wirkungsquerschnitt der Λ_c-Produktion ist gegeben durch $\sigma(\Lambda_c) = \sigma(\bar{D}\Lambda_c) + \sigma(\bar{\Lambda}_c\Lambda_c)$. Für die $\bar{\Lambda}_c\Lambda_c$'s konnte nur das Produkt $\sigma \cdot B$ bestimmt werden. Setzt man für $B(\Lambda_c \rightarrow e)$ den "vernünftigen" Wert von 10% ein, ergeben sich hohe Wirkungsquerschnitte (Mittelwerte der Modelle 1-3)

$$\sigma(\Lambda_c) = 1.5 - 5.8 \text{ mb}$$

Der statistische Fehler ist dabei ≃40%. Dazu kommt noch ein systematischer Fehler der Korrekturen von ≃30% hinzu. Werden auch noch die Unsicherheiten in den Verzweigungsverhältnissen berücksichtigt, erhöht sich der systematische Fehler auf insgesamt ≃60%.

Auch die daraus resultierenden e/π-Verhältnisse sind hoch. Allein die Λ_c-Zerfälle tragen zum gesamten e/π von $(D+\Lambda_c)$ in den Modellen 1 und 2 mit $(10\text{-}20)\cdot 10^{-4}$ bei.

Sieht man die $(e^+, K^+\bar{p}\pi^-)$-Ereignisse als reine statistische Fluktuation an und führt die Subtraktion der $K^+\bar{p}\pi^-$-Ereignisse nicht durch, so erhöht sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ um einen Faktor 1.65. Der statistische Fehler von ≃80% erniedrigt sich auf ≃40%, da er zum großen Teil von der Subtraktion der $\bar{\Lambda}_c$ Ereignisse kommt. Diese Annahme hätte auch Konsequenzen auf die obere Grenze $B(\Lambda_c \rightarrow e)$. Wenn keine $\bar{\Lambda}_c$-Produktion stattfindet, müßte $B(\Lambda_c \rightarrow e) < 2\%$ sein, um nicht im Widerspruch zu $\sigma(\bar{D}\Lambda_c)$ zu stehen. Dieses Vorgehen ist allerdings fragwürdig, da das Verhältnis $\bar{\Lambda}_c/\Lambda_c$ in Übereinstimmung mit einer Messung der $\bar{\Lambda}^\circ/\Lambda^\circ$-Produktion am ISR [47] steht.

Die obere Grenze der D^+-Produktion liegt, z.B. für das Produktionsmodell $d\sigma/dY = \text{const.}$, bei ≃500$\mu$b. Sie kann deshalb hohe Wirkungsquerschnitte nicht ausschließen und ergibt auch keinen Widerspruch zu den Λ_c-Wirkungsquerschnitten.

Seit der ersten Entdeckung der Charmteilchen wurde die D- und Λ_c-Produktion von den verschiedensten Experimenten unter sehr unterschiedlichen experimentellen Bedingungen und Energien beobachtet. Da es hier nicht möglich ist, die gesamte Flut der experimentellen Daten zu behandeln, soll auf einige ausgezeichnete Übersichtsartikel hingewiesen werden [48,49]. Am ISR allerdings wurde die direkte Charmproduktion erst von drei Experimentiergruppen positiv nachgewiesen. Die Experimente sollen nun kurz beschrieben und dann mit hier analysierten Daten verglichen werden.

(1) Das R606-Experiment, diffraktive Phase [36]: Vor der Installation des Elektrontriggers war entlang des Ring 2 auf der entgegengesetzten Seite von LSM und FA im Vorwärtsbereich ein Magnetspektrometer mit kleiner Akzeptanz und hohem Magnetfeld (Impulsschwelle > 15Gev/c) aufgebaut. Der Trigger bestand aus einem einzelnen Teilchen durch dieses Spektrometer und einer Multiplizität von > 6 Teilchen in LSM und FA. Das Ziel war die diffraktive Reaktion

$$p_2 + p_1 \longrightarrow p_2' + XM$$

p_2' : diffraktiv gestreutes Proton in Ring 2

XM : baryonisches System mit hoher Masse in LSM und FA

anzureichern. Die Analyse dieser Daten [37] ergab eine scharfe $\simeq 5\sigma$-Anhäufung von Ereignissen im $K^-p\pi^+$-Kanal um 2262 ± 10 MeV/c², wenn das K^- und das p vom Cerenkov-Zähler des FA identifiziert wurden. Wegen der geringen Breite der Massenspitze und ihrer Position, wurde sie als Produktion des Λ_c interpretiert. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes [31,50] führte zu dem Ergebnis:

$$B(\Lambda_c \to K^-p\pi^+)\cdot\Delta\sigma = 3.1 \pm 1.6\ \mu b \qquad 0.5<|X|<0.8$$
$$10<M(XM)<28\ GeV/c^2$$

Auch in dem $\Lambda^{\circ}3\pi$-Kanal wurde eine $\simeq 3\sigma$ Häufung an der gleichen Masse gefunden [51]. Unter der Annahme eines sehr speziellen diffraktiven Produktionsmodells wurde das Resultat

$$B(\Lambda_c \rightarrow \Lambda^{\circ}3\pi) \cdot \sigma = 1.0 \pm 0.3 \ \mu b$$

erzielt.

Eine Suche nach D-Mesonen in diesem Daten-Satz [50] blieb erfolglos und ergab obere Grenzen im 95% Vertrauensbereich:

$$B(D^{+} \rightarrow K^{-}\pi^{+}\pi^{+}) \cdot \Delta\sigma < 3.4 \ \mu b$$
$$B(D^{-} \rightarrow K^{+}\pi^{-}\pi^{-}) \cdot \Delta\sigma < 6.0 \ \mu b$$

(2) Das Experiment R603 [52]: R603 benutzte als Detektor den FA mit einem rein inklusiven Trigger. In den Kanälen $K^{-}p\pi^{+}$ und $\Lambda^{\circ}3\pi$ konnte die Gruppe ein Λ_c-Signal nachweisen. Ihr Wirkungsquerschnitt für die $K^{-}p\pi^{+}$ Ereignisse lautet

$$B(\Lambda_c \rightarrow K^{-}p\pi^{+}) \cdot \Delta\sigma = 4.6 \pm 0.6 \ \mu b \quad 0.75 < |X| < 0.95$$

(3) Die Split-Field-Magnet (SFM) Experimente:

(3a) Der bekannte SFM-Detektor wurde mit K^{-} ($p_t > 0.5 GeV/c$, $\Theta > 28^{\circ}$) getriggert. Nach mehreren Schnitten, die hauptsächlich diffraktive Ereignisse filterten, wurde in den $K^{-}p\pi^{+}$-Kombinationen ein Signal bei $\simeq 2260 MeV/c^2$ dann beobachtet, wenn die $K^{-}\pi^{+}$-Kombination ein $K^{\circ *}$ bildete [53]. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden zwei Modelle betrachtet, bei denen das Λ_c flach in X bzw. flach in Y erzeugt wurde. Die Resultate wurden auf die von den Schnitten bedingten Verluste an Λ_c's um 30% korrigiert und als inklusiv angegeben.

(3b) Nach einer Verbesserung des apparativen Aufbaus wurde der SFM mit Elektronen (p_t>0.4GeV/c, $\Theta \simeq 90°$) getriggert. Es ergab sich eine Massenspitze bei $\simeq$2260 MeV/c^2 im $K^-p\pi^+$-Kanal, wenn mit einem e^- getriggert wurde. In dieser Analyse wurden keine besonderen Schnitte auf diffraktive Ereignisse angewendet. Die Wirkungsquerschnitte wurden wieder unter verschiedenen Modellannahmen berechnet und zusätzlich angenommen, daß alle e- entweder von $\overline{D}$'s oder $\overline{\Lambda}_c$'s stammten [54].

(3c) Die SFM-Gruppe war es auch, die bisher als einzige direkt die D-Produktion am ISR nachweisen konnte [55,54]. Mit dem K^--Trigger und ähnlichen Schnitten wie bei den Λ_c's konnte die D^+-Produktion und mit dem e^--Trigger die D^o-Erzeugung beobachtet werden. Die Wirkungsquerschnitte wurden auf die Schnitte im K^--Trigger korrigiert.

Die SFM-Resultate (siehe Tabelle weiter unten) dürften wohl die Charmproduktion am ISR am vollständigsten beschreiben, da sowohl die Λ_c- sowie auch die D-Produktion in verschiedenen kinematischen Bereichen mit verschiedenen Triggern gemessen werden konnten.

Den Experimenten der Λ_c-Messungen (1),(2) und (3a) ist gemeinsam, daß sie hauptsächlich in Vorwärtsrichtung mit hohem X sensitiv sind. Der Elektrontrigger des SFM bedeckt den zentralen Bereich von |X|<0.3. Der kinematische Bereich des Elektrontriggers dieses Experimentes liegt mit seinem Bereich von $0.14 < X < 0.92$ und $1.6 < Y < 3.2$ in etwa dazwischen.

Die Wirkungsquerschnitte des SFM werden in Abb.61a als Funktion von Y und in Abb.61b als Funktion von X mit den in dieser Arbeit gewonnenen Resultaten verglichen. Um auch die Messungen der R603-Kollaboration und die diffraktiven R606 Werte in diesen Vergleich miteinschließen zu können, wurden

SFM-Wirkungsquerschnitte des K⁻-Triggers

Modell	$\sigma(D^+)$ [μb]	$\sigma(\Lambda_c)$ [μb]
$\frac{d\sigma}{dx}$=const.	210	246
$\frac{d\sigma}{dy}$=const.	390	614
$\frac{d\sigma}{dx}$ $(1-X)^3$	1100	

Fehler für D: ≃40%; Fehler für Λ_c: ≃60%
X-Bereich für Λ_c: $0.4 < X < 0.8$
Y-Bereich für Λ_c: $2.0 < Y < 3.0$
Y-Bereich für D: $2.0 < Y < 3.0$

SFM-Wirkungsquerschnitte des e⁻-Triggers

Modell	$\sigma(\bar{D}D^o)$ [μb]	e/π [10^{-4}]	$\sigma(\bar{C}\Lambda_c)$ [μb]	e/π [10^{-4}]
$\frac{d\sigma}{dx}$=const.	1350	3.5	$\bar{C}=\bar{\Lambda}_c$: 637	4.9
			$\bar{C}=\bar{D}$: 379	3.5
$\frac{d\sigma}{dy}$=const.	487	3.2	$\bar{C}=\bar{\Lambda}_c$: 1330	3.3
			$\bar{C}=\bar{D}$: 1285	3.4
$\frac{d\sigma}{dx}$ $(1-X)^3$	400	4.2		
$\bar{D}$: $\frac{d\sigma}{dx}$ $(1-X)^3$			254	3.7
Λ_c: $\frac{d\sigma}{dx}$=const.				

Fehler für D und Λ_c: ≃50%
X-Bereich für Λ_c: $0.0 < X < 0.3$
Y-Bereich für Λ_c: $0.5 < Y < 2.1$
Y-Bereich für $\bar{D}$: $0.0 < Y < 2.5$

diese Resultate mit $d\sigma/dY=const.$ bzw. $d\sigma/dX=const.$ auf den Meßbereich extrapoliert. Es ist festzustellen, daß die Punkte dieses Experimentes zwar relativ hoch liegen, aber innerhalb der Fehler mit den anderen Messungen übereinstimmen. Lediglich die Feststellung der SFM-Gruppe, daß 30% der Λ_c nicht diffraktiv erzeugt werden, steht im Widerspruch zu der hier gefundenen Grenze, daß höchstens ein Drittel der Ereignisse diffraktiv erzeugt werden sollten; und natürlich auch in Widerspruch mit dem R603 Resultat.

Die oberen Grenzen der D^+-Produktion sind zusammen mit den SFM-Punkten in Abb.62 eingetragen. Für den Vergleich wurde als gemeinsames Produktionsmodell eine flache Y Verteilung angenommen. Auch die Grenzen der D-Suche in den diffraktiven Daten von R606 sind eingezeichnet. Im oberen Y-Bereich ist die hier gefundene Grenze noch über dem SFM-Querschnitt. Der Wert SFM-Elektrontriggers liegt zwar noch innerhalb des Fehlers, ist aber schon größer als unsere Grenze. Um einen Widerspruch zu vermeiden, muß wohl angenommen werden, daß die D-Produktion mit steigendem Y abnimmt. Darauf deutet auch die Grenze der diffraktiven Phase von R606 hin.

Insgesamt gesehen ergeben alle ISR-Experimente Resultate, die zu sehr hohen totalen Wirkungsquerschnitten führen. Für die Λ_c-Produktion z.B. ergeben sich, je nach Modell, Wirkungsquerschnitte von

$$\sigma(\Lambda_c) = 300 - 3000\ \mu b,$$

die schon im Bereich der normalen Λ°-Produktion liegen. Auch die Wirkungsquerschnitte der D-Produktion liegen hoch. Die SFM-Gruppe mißt hier

$$\sigma(D^+ \text{ oder } D^\circ) = 400 - 1300\ \mu b.$$

Wird für den SFM das Produktionsgesetz flach-in-Y gewählt, das zu guten Akzeptanzen und damit zu 'kleinen' Wirkungsquerschnitten führt, ergibt sich für die gesamte Charmproduktion ($\bar{D}D^\circ + \bar{D}D^+ + \bar{D}\Lambda_c$)

$$\sigma(\text{Charm}) \propto 500 + 400 + 400 = 1300\ \mu b$$

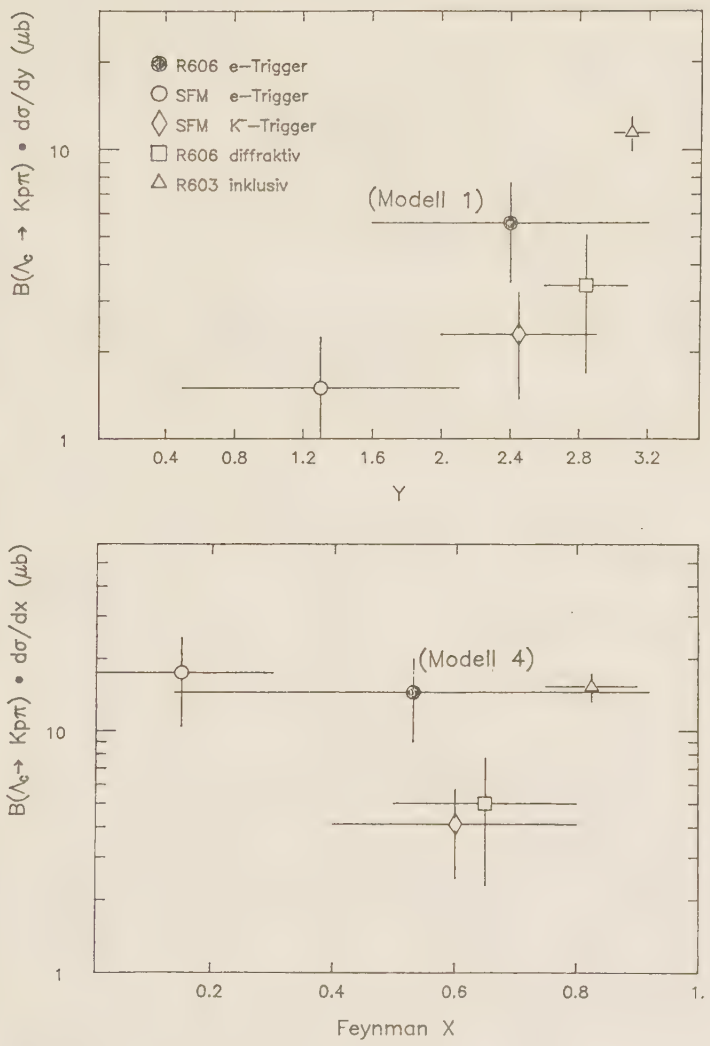


Abbildung 61

Vergleich der Λ_c-Wirkungsquerschnitte

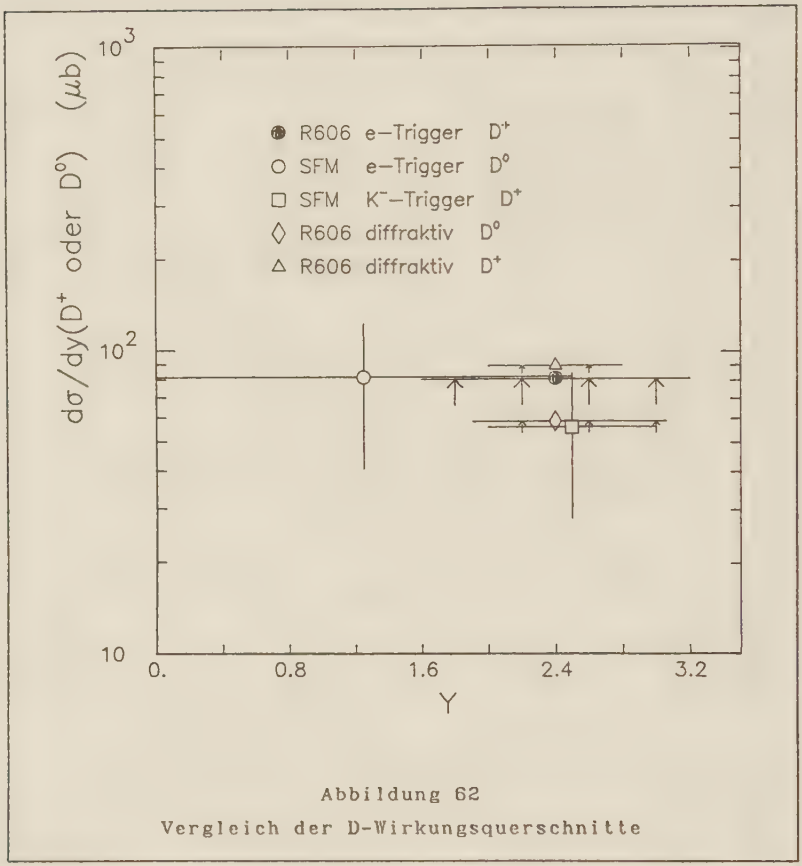


Abbildung 62
Vergleich der D-Wirkungsquerschnitte

Diese 1300μb entsprechen einer Rate an direkten Elektronen von $e/\pi \simeq 10 \cdot 10^{-4}$. Das bedeutet, daß die Experimente, die die direkte Charmproduktion am ISR beobachten, Schwierigkeiten haben, um auf 'normale' e/π-Werte von $\simeq 2 \cdot 10^{-4}$ zu kommen. Es sollte hier vielleicht erwähnt werden, daß eine Analyse des experimentellen e/π-Verhältnisses, unter der Annahme einer flach-in-Y-Produktion und einem Verzweigungsverhältnis in Elektronen von 10%, zu einem Wirkungsquerschnitt für die totale Charmproduktion von $\sigma(\text{Charm}) \simeq 520\mu b$ führt [56].

Alle Experimente müssen aber sehr große Fehlergrenzen angeben. Um den Untergrund zu unterdrücken, müssen zum Teil harte Schnitte auf die Daten angewendet werden, welche die statistische Signifikanz der Signale stark beeinträchtigen. Weitere Unsicherheiten kommen von der Extrapolation der Wirkungsquerschnitte auf den vollen Bereich in X oder Y. Eine sehr große Rolle spielen auch die oft noch recht ungenau bekannten Verzweigungsverhältnisse der Charmteilchen. Dies gilt ganz besonders für den $Kp\pi$-Zerfall des Λ_c, dessen Verzweigungsverhältnis mit einem Fehler von 50% behaftet ist. Es wurde unter den Voraussetzungen berechnet, daß in e^+e^--Kollisionen stets ein Charm-Baryon-Antibaryon-Paar erzeugt wird und daß alle schwereren Charm-Baryonen immer stark in das Λ_c zerfallen [46]. Treffen eine oder beide dieser Annahmen nicht zu, wird $B(\Lambda_c \rightarrow Kp\pi)$ unterschätzt und die Λ_c Wirkungsquerschnitte werden zu hoch bestimmt sein.

8.3 VERGLEICH DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE MIT THEORETISCHEN VORAUSSAGEN

Aus den bisherigen Resultaten der Experimente am ISR bei $\sqrt{s}$=50-60 GeV muß auf einen totalen Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion von > 1 mb geschlossen werden. Auch wenn man alle Unsicherheiten (seien sie statistisch oder systematisch) sowie unsichere Verzweigungsverhältnisse mit in Betracht zieht, scheint es nur sehr schwer möglich zu sein in die Nähe 10-100 μb zu kommen, die von den meisten theoretischen Modellen (siehe Kapitel 1) vorhergesagt werden. Selbst das Modell von Fritzsch [24], das bei $\sqrt{s}$=62 GeV einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 400 \mu b$ erreicht, liegt um einen Faktor 2-3 zu niedrig.

Das Modell, das neben dem Vorschlag von Fritzsch den höchsten Wirkungsquerschnitt ($\approx 100 \mu b$) erbringt, wurde von Carlson und Suaya [22] gerechnet. Sie betrachten als grundlegenden Prozeß die Paarerzeugung eines $c\bar{c}$-Paares durch eine Gluon-Gluon-Vernichtung. Da ihre Rechnung sensitiv auf die Masse des Charm-Quarks ist, legen sie seine Masse auf 1.15

GeV/c² fest, um mit den Wirkungsquerschnitten von $\sigma \simeq 30 \mu b$ bei SPS-Energien ($\sqrt{s} \simeq 27$GeV) übereinzustimmen. Combridge [23] betrachtet neben der Paar-Erzeugung auch die Anregung von Charm-Quarks durch Gluonen oder andere Quarks (flavour excitation). Er findet, daß bei SPS- und ISR-Energien diese Prozesse überwiegen. Sein Modell zeigt daher auch den stärksten Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit $\sqrt{s}$ (vgl. Abb.4). Allerdings liegt er mit seiner (ad hoc) Wahl der Masse der Charm-Quarks von $m(c)=m(D)=1.87$ GeV/c² bei $\sqrt{s}=27$GeV um etwa einen Faktor 5 zu niedrig. Bei einer Wahl von $m(c) \simeq 1.3$ GeV/c² würde sein Modell bei SPS-Energie $\sigma \simeq 30 \mu b$ und bei ISR-Energien $\sigma \simeq 1000 \mu b$ erbringen und wäre damit mit den experimentellen Zahlen in Übereinstimmung. Eine andere Möglichkeit wurde von Brodsky [57] erwähnt, der einen gebundenen $c\bar{c}$-Zustand in der Proton-Wellenfunktion ($uudc\bar{c}$-Fock-Komponente) vorschlägt. Dabei würde das $c\bar{c}$-Paar einen großen Teil des Proton-Impulses tragen, was eine Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes (zumindest seinen diffraktiven Teils) ermöglichen würde. Diese Annahmen scheinen jedoch zu Schwierigkeiten bei der Erklärung anderer Phänomene zu führen. Phillips [58], der die in dieser Arbeit gefundenen Wirkungsquerschnitte [59] zusammen mit den anderen ISR-Daten diskutiert, findet, daß eine c-Quarkmasse von <1.3 GeV/c² die recht gute Übereinstimmung der Theorie mit den Daten der Photo-Produktion stören würde. Auch die schnelle Fock-Komponente wäre nur schlecht mit den Daten der tief-inelastischen μ-Streuung und der zentralen ψ-Produktion vereinbar. So ist es dann heute noch nicht klar, welche Modelle die hohen Charm-Wirkungsquerschnitte des ISR's eventuell erklären können.

Um diese Fragen eindeutig zu beantworten, müßten auch auf der experimentellen Seite neue Anstrengungen unternommen werden. Mit einer neuen Generation von Experimenten, die große Raumwinkel überdecken und eine gute Teilchenidentifikation aufweisen, müßte genügend Statistik gesammelt werden, um zweifelsfrei die X- und p_t-Spektren der Charmteilchen zu bestimmen. Sollte auf Elektronen getriggert werden, wäre zusätzlich eine exzellente Hadron-Unterdrückung unerläßlich.

BIBLIOGRAPHIE

1. S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1970) 1264

2. A.Salam, 'Elementary Particle Therorie' Herausgeber N. Svartholm (Applequist and Wiksley, 1968), S.367

3. S.Glashow, 'Towards a unified Theory - Threads in a Tapestry', Nobel-Lectures in Physics (1979), Rev. Mod. Phys. 52 (1980)

   A.Salam, 'Gauge Unification of fundamental Forces', ibid

   S.Weinberg, 'Conceptual Foundations of the unified Theory of Weak and Electromagnetic Forces', ibid

4. N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531

5. M.B.Einhorn, 'Introduction to SU(4) and the Properties of the Charmed Hadrons', Fermilab-Lecture-75-THY/EXP (1975)

6. S.L.Glashow, J.Illiopoulos und L.Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285

7. B.J.Bjorken und S.L.Glashow, Phys. Lett. 11 (1964) 255

8. M.K.Gaillard, 'Charm', CERN-PRE 78-156 (1978)

9. Aubert et al, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404

10. Augustin et al, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406

11. B.Wijk und G.Wolf, DESY report 78/23 (1978)

12. G.Goldhaber et al, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255

13. I.Peruzzi et al, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 569

14. R.Brandelik et al, Phys. Lett. 70B (1977) 132

15. F.Muller, 'Recent Observations of Charmed Baryons and their Implications in Hadronic Production Processes', CERN/EP 79-148 (1979)

16. E.G.Cazzoli et al, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1125

17. L. Maiani und N. Cabibbo, Phys. Lett. 73B (1978) 418

18. W.Marciano und H.Pagels, 'Quantum chromodynamics', Nature 279 (1979) 479

19. H.Fritzsch, 'Chromodynamic Theorie of Hadrons', Ref.TH.2583-CERN (1978)

20. F.Halzen und S.Matsuda, Phys. Rev. D17 (1978) 1344

21. S.L.Georgi et al, Harvard University preprint, HUTP 78/A008 (1978)

22. C.E.Carlson und R.Suaya, Phys. Rev. D14 (1976) 3115

23. B.L.Combridge, Nucl. Phys. B151 (1979) 457

24. H.Fritzsch und K.H.Streng, Phys. Lett. 78B (1978) 447

25. G.Gustafson und C.Peterson, Phys. Lett. 67B (1977) 81

26. C.Giacomelli und M.Jacob, 'Physics at the CERN-ISR', Phys. Rep. 55 (1979) 1

27. F.Ceradini et al, Nucl. Instrum. Methods 156 (1978) 171

28. C. Rubbia, CERN NP Internal Report 73-1 (1973); CERN NP Internal Report 75-10 (1975)

29. L.Baksay, Nucl. Instrum. Methods 133 (1976) 219

30. J.C.Sens, Lectures Presented at Scottisch Universities Summer School, 'Topics in Particle Physics with Colliding Proton Beams' (1973)

31. H.Seebrunner, Dissertation, Universität München (1980), unveröffentlicht

32. D.Hanna, Dissertation, Harvard University (1980), unveröffentlicht

33. M.Barone et al, Nucl. Phys. B132 (1978) 29

34. G.Goldhaber und J.E.Wiss, 'Charmed Mesons produced in e+e--Annihilation', LBL-10652 Preprint (1980)

35. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 52 (2) 1980

36. K.L.Giboni et al, Phys. Lett. 85B (1979) 437

37. K.L.Giboni, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1980), unveröffentlicht

38. D. Drijard, F.E.James, M.Roos und B.Sadoulet, 'Statistical methods in experimental physics', North-Holland, Amsterdam (1971)

39. W.Bacino et al, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1073

40. M.Block und J.D.Jackson, wird veröffentlicht in Z. Phys.

41. F.James, 'Monte Carlo Phasespace' CERN Report 68-15

42. E.H.S.Burhop et al, Phys. Lett. 65B (1976) 299

43. L.Baum et al, Phys. Lett. 60B (1976) 485

44. L.Ledermann, Phys. Reports 26 (1976) 149

45. A.Staude, 'Anomalous Lepton Production in Collisions of Hadrons' Proceedings of the XVIII Interntional Conference on High Energy Physics, Tbilisi (1976)

46. G.S.Abrams et al, SLAC-PUB-2406,-2429 (1979)

47. S.Erhan et al, Phys. Lett. 85B (1979) 447

48. F.Muller, 'Status of Charmed Particles', CERN-EP 80-195 (1980)

49. S.Wojcicky, 'New Flavourproduction in γ,μ,ν and Hadron Beams' SLAC-PUB-2603 (1980)

50. J.Eickmeyer et al, Beitrag zur XX International Conference on High Energy Physics, Madison (1980)

51. D.DiBitonto, Dissertation, Harvard University (1979)

52. W.S.Lockman et al, Phys. Lett. 85B (1979) 443

53. D.Drijard et al, Phys. Lett. 85B (1979) 452

54. D.Drijard, Beitrag zur XX International Conference on High Energy Physics, Madison (1980) und G.Sajot, Dissertation, Universite Paris 6 (1980)

55. D.Drijard, Phys. Lett. 81B (1979) 250

56. M.Block et al, Nucl. Phys. B140 (1978) 189

57. S.J.Brodsky et al, Phys. Lett. 93B (1980) 451

58. R.J.N.Phillips, 'Phenomenology of New Particle Production', Oxford RL-80-050 (1980)

59. J.Irion et al, Beitrag zur XX International Conference on High Energy Physics, Madison (1980), und zur Veröffentlichung in Phys. Lett.

60. P.Capiluppi et al, Nucl. Phys. B79 (1974) 189

61. B.Alper et al, Nucl. Phys. B87 (1975) 19

62. F.Muller, R605 interner Gruppenbericht

Appendix A
BEITRÄGE ZUR MASSENAUFLÖSUNG DES DETEKTORS

Fehler in der Winkelmessung der Spuren und Fehler bei der Impulsberechnung der Teilchen tragen zur Massenauflösung bei. Die Winkelauflösung wird von der Ortsauflösung der Kammern und von dem Einfluß der Vielfachstreuumng in den Materialien vor und innerhalb des Detektors bestimmt. Die Effekte der Vielfachstreuung berechnen sich nach der Formel

$$\Delta\Theta\ [\mathrm{rad}] = \frac{0.015}{\beta \cdot p[\mathrm{GeV/c}]} \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}} \qquad \text{(A1. 1)}$$

wobei L : Dicke des durchlaufenen Materials
L_{rad} : Strahlungslänge des Materials

Die Impulsauflösung ist wieder zur Hauptsache von der Ortsauflösung der Kammern und den Effekten der Vielfachstreuung bestimmt und kaum von der Ungenauigkeit des Magnetfeldes.

In Tabelle 15 sind die Materialien, die berücksichtigt werden müßen, aufgeführt. Alle Impulse hier werden in [GeV/c] gemessen; Winkel in [mrad] und Längen in [mm].

Tabelle 15

Materialien in LSM und FA

LSM

Material	Dicke [mm]	$L/L_{rad} \cdot 10^4$	Abstand von z=0 [mm]
Vakuumkammer:			
Stahl	0.3	17.0	200/tanΘ
Triggerzähler:			
Szintillator	12.0	280.0	700
A-Kammer:			
Mylar	0.05	1.7	707
Gas	290.0	17.5	852
Mylar	0.05	1.7	997
B-Kammer:			
Mylar	0.05	1.7	1078
Gas	290.0	17.5	1223
Mylar	0.05	1.7	1368
Cerenkov:			
Polyäthylen	0.5	10.4	1490
CO_2	1290.0	63.8	2135
Plexiglas	5.0	145.0	2770
Polyäthylen	0.5	10.4	2780
C-Kammer			
Mylar	0.05	1.7	2855
Gas	290.0	17.5	3000

FA

Vakuumkammer:			
Stahl		17.5	80/tanΘ
1.Kammermodul:			
Gas,Mylar,Drähte		5.5	3798
2.Kammermodul:			
Gas,Mylar,Drähte		5.5	4634
Cerenkov:			
Freon 114		6.4	5934
Plexiglas		7.2	5280
Plexiglas		7.2	6580
3.Kammermodul:			
Gas,Mylar,Drähte		5.5	7114

A.1 WINKELAUFLÖSUNG IM LSM

Der Gesamtfehler der Winkelmessung ist die quadratische Summe der Beiträge der Vielfachstreuung und des Meßfehlers der Kammern vor dem Magneten.

A.1.1 Vielfachstreuung vor dem Magneten

Teilchen, die auf den LSM zufliegen, müssen zunächst die die Wechselwirkungszone umschließende Vakuumkammer passieren. Die Kammer ist ein gewellter Stahltorus mit 0.3 mm Wandstärke und einer Periode von 56 mm. Es kann gezeigt werden [62], daß die gewellte Kammer äquivalent ist zu einer glatten zylindrischen Kammer mit der effektiven Dicke

$$d = d_o \cdot L/\lambda \qquad \text{(A1. 2)}$$

wobei
L : Länge der Periode (66 mm)
d_o : Wandstärke (0.3 mm)
λ : Wellenlänge (56 mm)

Die Teilchen durchlaufen die Vakuumkammer unter einem Winkel Θ, so daß sich die effektive Dicke um den Faktor $1/\sin(\Theta)$ erhöht.

$$d(\Theta) = d/\sin\Theta = d_o \cdot \frac{L}{\lambda \sin\Theta} = \frac{0.354}{\sin\Theta}\ \text{mm} \qquad \text{(A1. 3)}$$

Mit der Formel (A1. 1) ergibt sich dann

$$\Delta\Theta = \frac{0.015}{\beta\, p} \cdot \frac{0.354/\sin\Theta}{17.7} = \frac{2.12}{p\sqrt{\sin\Theta}}\ \text{mrad} \qquad \text{(A1. 4)}$$

Der nächste Beitrag kommt von den Triggerzählern (2•6 mm). Die effektiv durchlaufene Dicke beträgt $d=d_o/\cos(\Theta)$ und führt zu

$$\Delta\Theta = \frac{2.51}{p \cdot \sqrt{\cos\Theta}} \text{ mrad} \qquad \text{(A1. 5)}$$

Wird auch noch die Streuung in der (A)-Kammer berücksichtigt, erhöht sich die Varianz auf

$$\Delta\Theta = \frac{2.60}{p \cdot \sqrt{\cos\Theta}} \text{ mrad} \qquad \text{(A1. 6)}$$

A.1.2 Ortsauflösung der (AB)-Kammern

Die Winkelauflösung des (AB)-Kammersystems kann aus der geometrischen Bedingung

$$c = \frac{du}{dz} + \frac{dv}{dz} + \frac{dy}{dz} \qquad (\ \langle c \rangle = 0\ ) \qquad \text{(A1. 7)}$$

bestimmt werden. Die Varianz dieser Verteilung beträgt σ_c = 5 mrad. Das ergibt einen Wert pro Ebene von $\sigma_u = \sigma_v = \sigma_y$ = 2.89 mrad und für die hier wichtige radiale Projektion

$$\sigma\left(\frac{dr}{dz}\right) = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \sigma\left(\frac{dx}{dz}\right) = 2.36 \text{ mrad} \qquad \text{(A1. 8)}$$

Der Polarwinkel Θ berechnet sich aus

$$\tan\Theta = \frac{dr}{dz} \qquad \text{(A1. 9)}$$

so daß sich für den Fehler $\Delta\Theta$ eine Winkelabhängigkeit proportional zu $\cos^2\Theta$ erwartet wird. Der mitlere Winkel unter dem die Teilchen den LSM durchqueren ist, unter der Annahme eines Produktionsgesetzes $d\sigma/dY=const.$, $\Theta = 22.4°$. Die Normalisation bei $\Theta = 22.4°$ führt dann zur Kammerauflösung von

$$\Delta\Theta = \frac{2.36}{\cos^2(22.4)} \cdot \cos^2\Theta = 2.75 \cdot \cos^2\Theta \quad \text{mrad} \qquad \text{(A1.10)}$$

A.2 IMPULSAUFLÖSUNG DES LSM

Der Impuls wird aus der Ablenkung der Spur, d.h. aus der Differenz der extrapolierten (AB)-Spur und der gemessenen (C)-Koordinate, bestimmt. Der Fehler der Extrapolation hängt nur von dem Winkelfehler der (AB)-Kammern ab. Der Fehler des Treffpunkts in der (C)-Kammer rührt von der Vielfachstreuung im LSM und der Kammerauflösung her.

A.2.1 Vielfachstreuung im Magneten

Die Ablenkung der Teilchenspur durch Vielfachstreuung im Gas der (B)-Kammer und des Cerenkovs sowie in der Luft berechnet sich nach

$$\Delta a = \Delta\Theta_{gas} \cdot \frac{L_{gas}}{\sqrt{3}} \qquad \text{(A2. 1)}$$

Für die Beiträge der Wände von Kammern und Cerenkov und des Ablenkspiegels gilt

$$\Delta a = \sqrt{\sum L_i^2 \frac{d_i}{d_{ri}}} \cdot \frac{0.015}{p \cdot \beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{\cos\Theta}} \cdot \frac{1}{\cos\Theta} \cdot \frac{1}{\cos\Theta} \qquad \text{(A2. 2)}$$

wobei L_i : Abstand der Schicht i zur (C)-Kammer
d_i : Dicke der Schicht
d_{ri} : Strahlungslänge der Schicht i

Der Faktor $1/\cos^{5/2}(\Theta)$ erklärt sich durch die durchlaufene Dicke d_i $(1/\sqrt{\cos\Theta})$, ihren Abstand zur (C)-Kammer $(1/\cos\Theta)$ und der Winkelabhängigkeit der (C)-Kammer. Setzt man die Werte der verschiedenen Materialien ein ergibt sich

$$\Delta a_{gas} = \frac{1.27}{p \cdot \cos\Theta} \text{ mm} \qquad \text{(A2. 3)}$$

und

$$\Delta a_{wand} = \frac{1.50}{p \cdot \cos\Theta} \text{ mm} \qquad \text{(A2. 4)}$$

oder zusammengefaßt

$$\Delta a = \frac{\sqrt{1.27^2 + 1.50^2}}{p \cdot \cos\Theta} \text{ mm} \qquad \text{(A2. 5)}$$

A.2.2 Meßfehler der (C)-Kammer

Aus der Breite der Verteilung der Relation

$$\text{const.} = u + v + y$$

ergibt sich die Auflösung der (C)-Kammer in einer Koordiatenebene zu

$$\Delta x = \Delta u = \Delta y = 1.0 \text{ mm} \qquad \text{(A2. 6)}$$

Daraus folgt für die radiale Komponente

$$\Delta a = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot 1.0 = 0.82 \text{ mm} \qquad \text{(A2. 7)}$$

A.2.3 Fehler der Extrapolation der (AB)-Spur

Die Winkelauflösung der (AB)-Kammern ist wieder durch (A1.9) gegeben

$$\Delta\Theta = 2.75 \cdot \cos^2\Theta \quad \text{mrad}$$

Sie führt auf eine radiale Unsicherheit an der Position der (C)-Kammer von

$$\Delta s = L \cdot \frac{d(\tan\Theta)}{d\Theta} \cdot \Delta\Theta = 5.39 \text{ mm} \qquad \text{(A2. 8)}$$

wobei L : Abstand der (C)-Kammer von den (AB)-Kammern (1960 mm)

Der gesamte Meßfehler ist die quadratische Summe des Fehlers der Extrapolation und des Fehlers der (C)-Kammer

$$\Delta a = \sqrt{5.39^2 + 0.82^2} = 5.5 \text{ mm} \qquad \text{(A2. 9)}$$

Die relativ schlechte Auflösung der (C)-Kammer spielt nur eine sehr geringe Rolle, wie aus Gleichung (A2.9) ersichtlich ist.

A.2.4 Bestimmung der Impulsauflösung

Aus der Messung der Feldkarte erhält man für die Ablenkung a die empirische Formel

$$a = \frac{60 \text{ [mm]}}{p \text{ [GeV/c]}} \qquad \text{bei } \Theta = 25^\circ \qquad \text{(A2.10)}$$

Das Feld des LSM hat die Winkelabhängigkeit $1/\tan\Theta$. Die Länge der Spuren im Feld ist proportional $1/\cos\Theta$ und ebenso die Ablenkung senkrecht dazu. Ein weiterer Faktor $1/\cos\Theta$ kommt von der (C)-Kammer-Genauigkeit. Insgesamt ergibt sich also die Ablenkung zu

$$a = \frac{20.8\ [\mathrm{mm}]}{p[\mathrm{GeV/c}] \cdot \sin\Theta \cdot \cos^2\Theta} \qquad (A2.11)$$

Der Zusammenhang zwischen Impulsauflösung und dem Fehler in der Messung der Ablenkung ist gegeben durch

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta a}{a} \qquad (A2.12)$$

Mit (A2.11) berechnen sich die verschiedenen Beiträge von $\Delta p/p$ zu

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1.97}{20.8} \cdot \frac{p \sin\Theta}{\sqrt{\cos\Theta}} \qquad (A2.13)$$

und

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{5.5}{20.8}\, p \sin\Theta \cos^2\Theta = 0.26\, p \sin\Theta \cos^2\Theta \qquad (A2.14)$$

Die Impulsauflösung des LSM ist damit gegeben durch

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.26 \cdot \sin\Theta \cdot \sqrt{p^2 \cdot \cos^2\Theta + 0.12/\cos\Theta} \qquad (A2.15)$$

Für ein "typisches" Teilchen mit $\Theta = 30°$ und einem Impuls von 1 GeV/c beträgt sie etwa $\Delta p/p \simeq 12\%$.

A.3 WINKELAUFLÖSUNG DES FA

Ähnliche Überlegungen wie im Fall des LSM führen auf Fehler in der Winkelmessung durch Streuung in der Vakuumkammer und den Szintillations-Zählern von

$$\Delta\Theta = \frac{1.75}{p \cdot \sqrt{\sin\Theta}} \text{ mrad} \qquad \text{(Vakuumkammer)} \qquad \text{(A3. 1)}$$

$$\Delta\Theta = \frac{2.09}{p \cdot \sqrt{\cos\Theta}} \text{ mrad} \qquad \text{(Zähler)} \qquad \text{(A3. 2)}$$

Die Auflösung der beiden Kammermodule vor dem Magneten ist von dem Drahtabstand in den Auslese-Ebenen bestimmt. Eine Abschätzung, die auch die Anzahl der benutzten Ebenen und ihren relativen Abstand berücksichtigt, liefert

$$\Delta\Theta < 0.5 \text{ mrad} \qquad \text{(A3. 3)}$$

A.4 IMPULSAUFLÖSUNG DES FA

Aus der Breite des Impulsspektrums elastisch gestreuter Protonen erhält man als Beitrag der Vielfachstreuung nach dem Abzug der Fehler von der Vielfachstreuung

$$\frac{\Delta p}{p} = 1.95 \cdot 10^{-3} \cdot p \qquad \text{(A3. 4)}$$

Zur Abschätzung der Vielfachstreuung werden das Gas, die Wände und Spiegel des Cerenkov-Zählers und das Material der Proportionalkammern im Magneten berücksichtigt. Die Berechnung ergibt den Wert

$$\frac{\Delta p}{p} = 7.0 \cdot 10^{-3} \qquad \text{(A3. 5)}$$

so daß man für die Impulsauflösung im FA

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(1.95 \cdot 10^{-3} \cdot p)^2 + (7.0 \cdot 10^{-3})^2} \qquad \text{(A3. 6)}$$

erhält.
Für ein typisches Teilchen von p = 10 GeV/c ergibt sich
$\Delta p/p \approx 2\%$.

Appendix B
BERECHNUNG DES PION-WIRKUNGSQUERSCHNITTS

Der inklusive Wirkungsquerschnitt der Pionproduktion am ISR ist von mehreren Gruppen gemessen worden [60,61] und kann wie

$$E\cdot\frac{d^3\sigma}{dp^3} = A[mb] \cdot \exp(-b\cdot p_t[Gev/c]) \qquad (B1.1)$$

parametrisiert werden. Die Normalisationskonstante A und der Steigungsparameter b wurden bei $\sqrt{s}$ = 53 GeV zu

$$A = 150\ mb \quad , \quad b = 6$$

bestimmt. Der Übergang zu $\sqrt{s}$ = 62 GeV ergibt keine wesentliche Änderung. In den Variablen der Rapidität Y und des Transversalimpulses p_t kann(B1.1) geschrieben werden als

$$E\cdot\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{p_t dp_t dY d\Phi} = A\cdot\exp(-b\ p_t) \qquad (B1.2)$$

oder

$$\frac{d^3\sigma}{dp_t dY d\Phi} = p_t\cdot a\cdot\exp(-b\ p_t) \qquad (B1.3)$$

Der hier interessante Bereich ist

$$\Delta\Theta = 30°\pm5° \quad , \quad p_t > 0.4\ GeV/c$$

Da in diesem Impulsbereich die Pionmasse gegenüber dem Impuls schon vernachlässigt werden kann, ist die Rapidität durch die Pseudorapidität

$$Y \approx -\ln(\tan\Theta/2) \qquad \text{(B1.4))}$$

gegeben. Das Winkelintervall $\Delta\Theta$ entspricht dann einem Rapiditätsintervall ΔY von

$$\Delta Y = -\ln(\tan 25/2) - [-\ln(\tan 35/2)] = 0.3522$$

Nun kann(B1.3) leicht integriert werden und gibt

$$\Delta\sigma\pi = \int_{\Phi}\int_{\Delta Y}\int_{p_{t_{min}}} \frac{d^3\sigma}{dp_t dY d\Phi} = \frac{\Delta Y \cdot A \cdot 2\pi \cdot (b p_{t_{min}} + 1) \cdot \exp(-b\ p_{t_{min}})}{b^2} \qquad \text{(B1.5)}$$

Für A = 150 mb, b=6 und $p_{t_{min}}$ = 0.4 GeV/c erhält man damit den Wert von

$$\Delta\sigma\pi = 2.84 \text{ mb}$$

der noch mit einem Faktor 2 multipliziert werden muß, um auch die Pionproduktion in der anderen Hemisphäre zu berücksichtigen.

DANKSAGUNG

Herrn Prof.Dr.A.Staude, der mich in dieser Dissertation angeleitet hat, schulde ich besonderen Dank. Durch zahlreiche Anregungen, Diskussionen und seine freundschaftliche Betreuung hat er wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen.

Herrn Prof.Dr.U.Meyer-Berkhout danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und seine großzügige Unterstützung, die mir einen mehrjährigen Aufenthalt am CERN in Genf ermöglichte.

Herr Prof.Dr.C.Rubbia hat dieses Experiment in die Wege geleitet und wesentlich beeinflußt. Für die Gelegenheit in seiner Gruppe mitarbeiten zu können und seine Ratschläge danke ich ihm.

Herr Prof.Dr.F.Muller hat von Beginn der Meßzeit bis zum Abschluß der Analyse stets großen Anteil an dieser Arbeit genommen. Von seiner großen Kenntnis der Materie konnte ich während der zahlreichen Diskussionen mit ihm viel profitieren. Für seine Unterstützung bin ich ihm sehr dankbar.

Frau Prof.Dr.A.Kernan und Frl.Dr.B.Naroska sowie den Herrn Prof.Dr.M.M.Block, Prof.Dr.A.Böhm, Prof.Dr.M.Nussbaum und Dr.D.Schinzel danke ich für viele Diskussionen und Anregungen.

Bei den Mitarbeitern und Freunden der CERN-Harvard-Aachen-Riverside-München-Northwestern (CHARMN) Kollaboration möchte ich mich für das nette Arbeitsklima und die fruchtbare Zusammenarbeit bedanken. Der CERN-EP-Division danke ich für Gastfreundschaft und die zeitweilige finanzielle Unterstützung.

Meine Eltern haben mich während der Jahre mit viel Verständnis und Liebe unterstützt. Ihnen danke ich vor allem.

LEBENSLAUF

Geboren am 5.3.1951 in Tuttlingen

Grundschulzeit von 1958 bis 1962 in Tuttlingen

Besuch des Gymnasiums Tuttlingen von 1962 bis zum Abschluß der Reifeprüfung im Frühjahr 1970

Studium der Physik an der Universität München seit dem Wintersemester 1970

Diplomvorprüfung im Juni 1972

Diplomarbeit auf dem Gebiet der experimentellen Elementarteilchenphysik am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf

Diplomhauptprüfung im August 1976

Seit September 1976 Mitarbeiter an einem Forschungsprojekt der Universität München am CERN in Genf